

## Kapitel 4

# Ein- und beidseitig sammelnde Rückseitenkontaktzellen

In diesem Kapitel werden Rückseitenkontaktzellen mit ein- und beidseitig sammelnden Strukturen analysiert. Der erste Abschnitt gibt einen Überblick der Zellkonzepte für Rückseitenkontaktzellen sowie der Ansätze zu deren Modellierung. In den beiden folgenden Abschnitten werden zwei dieser Konzepte, die nur an der Rückseite sammelnde *Rückseitenkontaktzelle* und die beidseitig sammelnde *emitter wrap-through* Solarzelle, ausführlich analysiert und die wesentlichen Verlustmechanismen bestimmt.

Ziel dieses Kapitels ist der quantitative Vergleich dieser beiden Zellkonzepte und eine Potentialabschätzung für industriell realisierbare Herstellungsprozesse im Hinblick auf die Einsparung von Silizium durch die Verwendung dünnerer Wafer. Daher werden im letzten Abschnitt die beiden Strukturen für unterschiedliche Zelldicken und Basisdotierungen mit konventionellen Solarzellen verglichen.

### 4.1 Überblick der Konzepte für Rückseitenkontaktzellen und deren Modellierung

Bei rückseitenkontaktierten Solarzellen befinden sich sowohl die positiven als auch die negativen Kontakte auf der Rückseite. Bei der Dimensionierung der Metallisierung müssen daher keine Abschattungsverluste berücksichtigt werden. Somit sind Rückseitenkontaktzellen z.B. sehr interessant für Anwendungen unter hoher Lichtintensität, die aufgrund der hohen abzuführenden Ströme sehr empfindlich auf Serienwiderstandsverluste sind. Im Gegensatz zu konventionellen Solarzellen kann die Solarzellenfläche vergrößert werden, ohne dass der Wirkungsgrad durch den ansteigenden Serienwiderstand limitiert wird. Da beide Kontakte auf der Rückseite liegen, vereinfacht sich die Verschaltung der Solarzellen im Modul: Es ist kein Zellverbinder von der Vorderseite auf die Rückseite der benachbarten Solarzelle notwendig. Darüber hinaus werden rückseitenkontaktierte Solarzellen aufgrund der fehlenden Vorderseitenmetallisierung als optisch einheitlich empfunden und daher von manchen Architekten unter ästhetischen Gesichtspunkten bevorzugt.

Die typischen Rückseitenkontaktzellstrukturen besitzen nur auf der Rückseite einen kontak-

tierten Emitter, d.h. die vor allem nahe der Zellvorderseite generierten Minoritätsladungsträger müssen durch die Basis zur Rückseite diffundieren, um vom Rückseitenemitter eingesammelt zu werden. Diese Zellstruktur wurde vorwiegend für high-efficiency Konzepte benutzt, da sie – im Vergleich zu konventionellen Zellstrukturen – eine sehr hohe Lebensdauer in der Basis und eine sehr gute Vorderseitenpassivierung erfordert. Dieser Nachteil kann umgangen werden, wenn auch die Vorderseite der Solarzelle einen sammelnden Emitter besitzt. Auf solche beidseitig sammelnden Strukturen wird am Ende dieser Übersicht eingegangen.

Das Zellkonzept für Rückseitenkontaktzellen mit kammartig verschränkten Kontaktierungsgittern (*interdigitated grid*) auf der Rückseite wurde von Schwartz 1975 eingeführt [SL75]. Wirkungsgrade von 17.5% bei einer Beleuchtungsintensität von 50 Sonnen wurden erreicht. In einer theoretischen Untersuchung postulierte Lammert [LS77], dass eine höhere Emitterdotierung, ein geringerer Serienwiderstand der Metallisierung, verbesserte Reflektionseigenschaften und eine höhere Basislebensdauer einen Zellwirkungsgrad von 24% bei 300 Sonnen Beleuchtungsintensität ermöglichen sollten. Für diese Überlegungen wurden jedoch starke Vereinfachungen vorgenommen, wie z.B. die Vernachlässigung von Reflexionsverlusten und die Annahme idealer *pn*-Übergänge.

Schwartz [Sch82] fasste verschiedene Konzepte von Silizium-Solarzellen für Konzentratoranwendungen zusammen, einschließlich unkonventioneller Ansätze für Rückseitenkontaktzellen wie z.B. die *Polka-dot*-Solarzelle, bei der invertierte Pyramiden von der Vorderseite bis zur Rückseite durchgeätzt werden, um eine Verbindung von Vorder- und Rückseitenemitter zu schaffen.

1986 entwickelte Swanson eine verbesserte Rückseitenkontaktstruktur [Swa86], die *point-contact silicon solar cell*. 23% Wirkungsgrad bei 100facher Konzentration wurden auf 80  $\mu\text{m}$  dicken hochohmigen FZ-Wafern realisiert. Ähnlich wie in [SL75] befindet sich die komplette Metallisierung der *point-contact cell* auf der Rückseite der Solarzelle in Form eines kammartig verschränkten Gitters. Die Kontaktierung erfolgt nur an kleinen Punkten, um die Kontaktfläche und damit die Rekombination am Kontakt gering zu halten. Diese Kontaktierungspunkte wurden durch Öffnungen im Passivierungsoxid der Rückseite erreicht, sowohl für *p*- als auch für die *n*-Kontaktierung, die sich in einem Schachbrettmuster abwechseln. Die Vorderseite und die nicht emitterbedeckten Regionen auf der Rückseite sind mit einer Siliziumdioxidschicht passiviert. Swanson entwickelte ein verbessertes, dreidimensionales analytisches Modell für diese Rückseitenkontaktzelle, um den Ladungsträgertransport im Bereich der Kontaktierungspunkte an der Rückseite zu beschreiben. Der Schwerpunkt liegt in der genauen Bestimmung der Rekombinationsströme, weniger in der exakten Berechnung der Ladungsträgerdichten. Die Rekombinationsaktivität der *n*<sup>+</sup>- und *p*<sup>+</sup>-Diffusionen an den Punktkontakten wurde mit Hilfe von gemessenen Dunkelsättigungsströmen modelliert. Um die gekoppelten Halbleitergleichungen lösen zu können, nahm Swanson eine ortsunabhängige Diffusionskonstante in der Basis an, vernachlässigte die Rekombination in der Basis und fasste die gesamte Ladungsträgergeneration in einer infinitesimal kleinen Schicht an der Vorderseite zusammen.

Sinton verfeinerte Swansons analytisches Modell, indem er die numerische Lösung der Generation und Rekombination in der Basis der Solarzelle mit berücksichtigte [SS87]. Er analysierte mit seinem Modell Punktkontaktzellen mit einem Wirkungsgrad von 28% bei 100facher Konzentration auf 100 – 400  $\Omega\text{ cm}$  *n*-typ Siliziumwafern.

Die Untersuchungen der Rückseitenkontaktzellen erstreckten sich auch auf Anwendungen unter Standardbeleuchtung (1 Sonne): King untersuchte die Dunkelsättigungsströme von flachen Emittlern zur Passivierung der Vorderseite von Punktkontaktzellen [KSS88]. Ein Wirkungsgrad

von 22.3% bei einer Offenklemspannung von 706 mV wurde erreicht. Verlingen schlug für diese Zellstruktur ein Metallisierungsschema vor, das einen von der Solarzellenfläche unabhängigen Serienwiderstand besitzt ([VSSK88], [VSS88]).

Die genannten Wirkungsgrade wurden nur durch aufwendige Prozessierungsschritte bei der Zellherstellung erreicht. Sinton schlug einen vereinfachten Prozessierungsablauf für 1-Sonnen-Rückseitenkontaktzellen vor [SS90]: Ein selbstjustierendes Metallisierungsverfahren erlaubte die Herstellung der Rückseitenkontaktzellen mit nur einem photolithografischen Maskierungsschritt. Um Probleme mit auftretenden Shunts in den hochdotierten Bereichen zu beheben, wurde jedoch ein weiterer Maskierungsschritt benötigt. Solarzellen mit 21.9% Wirkungsgrad bei 1 Sonne Beleuchtungsintensität wurden auf hochohmigem ( $390 \Omega \text{ cm}$ ) *p*-Silizium bei einer Waferdicke von  $130 \mu\text{m}$  erreicht.

Matsukuma erweiterte das analytische Modell für Punktkontaktzellen von Swanson, um Mehrfachreflexionen in der Solarzelle und die Basisrekombination besser zu beschreiben [MYK<sup>+</sup>90]. Dabei wurden Rückseitenkontaktzellen mit punkt- und linienförmigen Emittlern verglichen. Außerdem wurden Zelldimensionen untersucht, die eine Herstellung mittels Siebdruck ermöglichen.

1991 wurden an der Stanford University Rückseitenkontaktzellen für 1 Sonne Beleuchtungsintensität mit 22.7% Wirkungsgrad hergestellt [KSS91]. Die erste daraus resultierende Pilotfertigungslinie wurde 1993 bei SunPower realisiert [SVC<sup>+</sup>93]. Darauf aufbauend wurden 7000 hocheffiziente Rückseitenkontaktzellen für das Solarauto *Dream* hergestellt, welches mit diesen Solarzellen das *World Solar Challenge* Rennen 1993 in Australien gewann [VSC94a]. SunPower erreichte eine Produktionsausbeute über 90% bei einer durchschnittlichen Zelleffizienz von 21.1%. Fünf photolithografische Maskierungsschritte wurden benutzt, um die Solarzellen auf hochohmigen FZ-Siliziumwafern mit einer Dicke von  $160 \mu\text{m}$  herzustellen — die Produktionslinie war auf hohe Effizienz, nicht auf geringe Herstellungskosten optimiert. Die Prozessierung wurde anschließend zur Verringerung von Rekombinationsverlusten am Rand der Solarzelle weiter optimiert [VSC94b], so dass ein Wirkungsgrad von 23.3% erreicht werden konnte [VSW<sup>+</sup>97].

Am Fraunhofer ISE wurden Zellkonzepte für hocheffiziente Rückseitenkontaktzellen mit den Zielen

1. Optimierung für 1 Sonne Beleuchtungsintensität
2. Verwendung von niederohmigem Basismaterial
3. Optimierung der Zellstruktur für beidseitige Beleuchtung

entwickelt. Zellen mit kammartig ineinandergreifenden Kontaktierungsgittern wurden auf  $250 \mu\text{m}$  dicken FZ-Siliziumwafern mit spezifischem Widerstand  $1.25 \Omega \text{ cm}$  hergestellt. Die Vorderseite ist mit statistischen Pyramiden texturiert, die Rückseite plan bzw. wie die Vorderseite texturiert für beidseitige Beleuchtung. Eine genaue Beschreibung der Zellstruktur findet sich in Abschnitt 4.2.1. Die Optimierung des Konzepts führte zu Solarzellen mit 22.1% Wirkungsgrad. Die für beidseitige Beleuchtung optimierte Struktur erreichte erstmalig Wirkungsgrade über 20% sowohl bei Beleuchtung von der Vorder- als auch von der Rückseite. Die Arbeiten hierzu sind in [Dic98], [DSWG02] und [GKHW97] veröffentlicht.

Zur Unterscheidung von den im nächsten Abschnitt beschriebenen Strukturen wird in dieser Arbeit die einseitig sammelnde Rückseitenkontaktzelle mit **RCC** bezeichnet, aufgrund der in

den ersten Veröffentlichungen eingeführten Bezeichnung *rear-contact-cell*, auch wenn der Name keine eindeutige Abgrenzung des Zellkonzepts darstellt.

Für beidseitig sammelnde Rückseitenkontaktzellen gibt es mehrere Möglichkeiten, die Verbindung von Vorder- und Rückseitenemitter zu realisieren:

- Bei der *emitter wrap-through* (**EWT**) Solarzelle wird die Emitterdiffusion durch Löcher im Wafer von der Vorder- zur Rückseite geführt. In den Löchern wurde eine zusätzliche Emitterdiffusion vorgenommen, so dass Vorder- und Rückseitenemitter durch die Löcherdiffusionen verbunden sind.
- Die *metallization wrap-through* (**MWT**) Solarzelle besitzt auf der Vorderseite Metallisierungsfinger, jedoch keinen Metallisierungsbus. Somit kann die Abschattung durch den breiten Bus vermieden werden. Die Metallisierungsfinger der Vorderseite sind durch Löcher im Wafer mit der Metallisierung der Rückseite verbunden. Die Löcher sind ebenfalls mit Metall gefüllt.
- Ein Konzept, das keine Löcher im Wafer benötigt, ist das *metallization wrap-around* (**MWA**) Konzept, bei dem sich ebenfalls Metallisierungsfinger auf der Vorderseite der Solarzelle befinden, die jedoch durch eine Metallisierung über den Rand der Solarzelle mit der Rückseitenmetallisierung verbunden werden.

Eine Zusammenfassung der Entwicklung dieser drei Konzepte findet sich in [SG00].

In einem von der europäischen Kommission geförderten Projekt, *Advanced crystalline silicon solar cell designs (ACE designs)*, wurden verschiedene Prozessierungsverfahren der Rückseitenkontaktzellen für kostengünstige Herstellungsprozesse untersucht. Die Ergebnisse für die *EWT*-Struktur sind u.a. in ([KKF<sup>+</sup>99], [SdMB<sup>+</sup>97]) und für die *MWT*-Struktur in [KES<sup>+</sup>98] veröffentlicht.

Am Fraunhofer ISE wurden Konzepte für hocheffiziente *EWT* Solarzellen entwickelt [KRO<sup>+</sup>01] sowie vom Autor eine ausführliche Analyse von *RCC* und *EWT* Solarzellen für kostengünstige Herstellungsverfahren durchgeführt. Diese Analyse wird in den nächsten Abschnitten wiedergegeben und ist teilweise in [DSS<sup>+</sup>00b], [GDK<sup>+</sup>01], [Soe00] und [KZD00] veröffentlicht.

## 4.2 Hocheffiziente und industrierelevante Silizium-Rückseitenkontaktzellen

Wie im vorherigen Abschnitt erwähnt, wurden am Fraunhofer ISE Rückseitenkontaktzellen mit einseitig sammelndem Emitter (*RCC*) auf niederohmigem Material mit Wirkungsgrad von 22.1% bei 1 Sonne Beleuchtungsintensität prozessiert. Solch hohe Wirkungsgrade sind mit der *RCC*-Struktur nur erreichbar, wenn die Diffusionslänge in der Basis der Solarzelle,  $L_{bulk}$ , ein Vielfaches der Zelldicke beträgt<sup>1</sup>. Dies ist notwendig, damit die überwiegend an der Zellvorderseite generierten Minoritätsladungsträger zum Emitter auf der Zellrückseite diffundieren können. Ein wichtiges Kriterium für den Zellwirkungsgrad ist somit das Verhältnis der Volumendiffusionslänge zur Zelldicke  $d$ . Bei der *RCC* mit 22.1% Wirkungsgrad betrug  $\frac{L_{bulk}}{d} = 4$ .

Verwendet man statt dem hochreinen Float Zone (FZ) Silizium Material mit geringerer Diffusionslänge, z.B. Czochralski (Cz) Silizium, so sinkt bei gleichbleibender Zelldicke der Wirkungsgrad erheblich. Um dem entgegenzuwirken ist es naheliegend, dünnere Siliziumwafer zu verwenden. Dünne *RCC* bieten außerdem einen Preisvorteil gegenüber konventionellen Solarzellen aufgrund des geringeren Materialverbrauchs. Ziel dieses Kapitels ist eine Analyse und Potentialabschätzung solcher industrierelevanten, dünnen *RCC*.

Im nächsten Abschnitt werden die grundlegenden Parameter für eine hocheffiziente („high- $\eta$ “) und für eine industrierelevante („industrial“) *RCC*-Solarzelle aufgeführt und erklärt. Danach wird das Simulationsmodell ausgehend von der *high- $\eta$*  *RCC* schrittweise zur *industrial RCC* abgeändert und der Einfluss der einzelnen Schritte auf die Hellkennlinienparameter ( $J_{sc}$ ,  $V_{oc}$ ,  $FF$ ,  $\eta$ ) untersucht. Die einzelnen Schritte sind:

- Verringerung der Zelldicke auf 150  $\mu m$ ,
- Verzicht auf die Hochdotierung unter dem  $n$ -Kontakt ( $n^{++}$ ),
- Vergrößerung der Gap-Breite von 8  $\mu m$  auf 50  $\mu m$ ,
- Änderung der Emitter-Profile von an der Oberfläche niedrigdotierten, tiefen Emittern hin zu hochdotierten, flachen Emittern,
- Verzicht auf das „local back surface field“ (LBSF oder  $p^{++}$ ) über dem  $p$ -Kontakt,
- Vergrößerung des nicht emitterbedeckten Bereichs an der Rückseite (Gap) auf 150  $\mu m$  und
- Verringerung von  $L_{bulk}$  auf 200  $\mu m$ .

Anschließend wird der Einfluss der Zelldicke auf den Kurzschlussstrom  $J_{sc}$  der *RCC* untersucht und in diesem Zusammenhang die Umverteilung von Elektronen in der Basis durch den Vorderseitenemitter erklärt.

Als letzter Abschnitt folgt eine detaillierte Analyse der relevanten Rekombinationsmechanismen für eine hocheffiziente Rückseitenkontaktzelle mit einem  $L_{bulk}$  von 1200  $\mu m$  und für die Beispielstruktur einer industrierelevanten Rückseitenkontaktzelle mit einer Volumen-Diffusionslänge von 1200  $\mu m$  bzw. 200  $\mu m$  in Abhängigkeit der Zelldicke. Die Simulation der optischen Eigenschaften wurde in drei Dimensionen mit dem Strahlverfolgungsprogramm RAYN, die Halbleitersimulationen in zwei Dimensionen mit DESSIS durchgeführt (s. Kapitel 2.2).

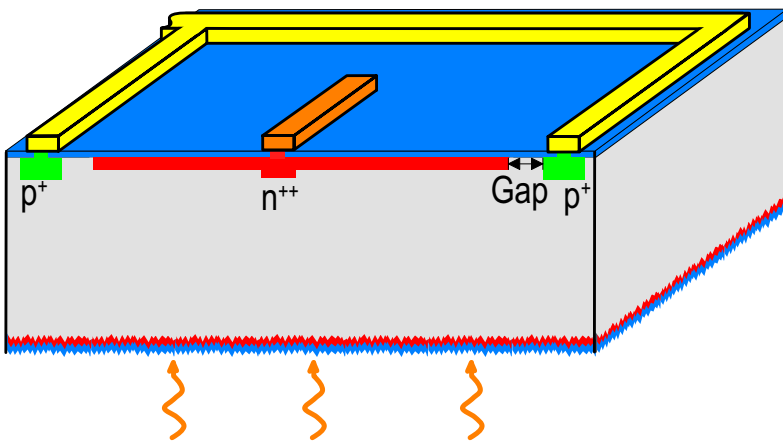
<sup>1</sup>Eine Simulation von *RCC* und *EWT* Solarzellen für verschiedene  $L_{bulk}$  findet sich in Abschnitt 4.4.

### 4.2.1 Aufbau hocheffizienter und industrierelevanter RCCs

In diesem Abschnitt werden die grundlegenden Parameter für die Simulationen der hocheffizienten und industrierelevanten *RCC* beschrieben. Die Parameter der *high- $\eta$*  *RCC* orientieren sich an der am Fraunhofer ISE realisierten *RCC* mit 22.1% Wirkungsgrad. Die Parameter für die *industrial RCC* orientieren sich an Strukturgrößen, die mit Siebdruck herstellbar sind und an Dotierungen, die aus mittels Siebdruck aufgetragenen Pasten diffundiert werden können.

#### Die hocheffiziente RCC

Die Struktur der am Fraunhofer ISE hergestellten *high- $\eta$*  *RCC* ist in Abbildung 4.1 dargestellt. Ausgangsmaterial ist Bor-dotiertes FZ-Silizium mit einer Grunddotierung von  $N_A =$



**Abbildung 4.1:** Schematische Darstellung der hocheffizienten Rückseitenkontaktzelle. Die beleuchtete, texturierte Vorderseite ist im Bild unten dargestellt. An der Zellrückseite (oben) sind zwei *p*- und ein *n*-Metallisierungsfinger zu sehen sowie ein Teil des *p*-Busses.

$1.2 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ . Die beleuchtete Vorderseite ist mit statistisch verteilten Pyramiden texturiert und mit einer Emitterdiffusion versehen. Dieser unkontaktierte *floating* Emitter erniedrigt die Gesamtrekombination an der Vorderseite und dient somit als Passivierung: Die Majoritätsladungsträger im *floating* Emitter werden nicht abgeführt, so dass sich ein elektrisches Feld zwischen Basis und *floating* Emitter aufbaut, das den Minoritätsladungsträgerstrom von der Basis zur Zellvorderseite reduziert.

Der größte Teil der Zellrückseite ist vom Emitter bedeckt, der die Minoritätsladungsträger aus der Basis einsammelt. Über den Metallkontakten befinden sich hochdotierte Zonen ( $n^{++}$  und  $p^{+2}$ ) zur Verringerung des Kontaktwiderstandes und zur Verringerung der Rekombination an der Silizium-Metall Oberfläche. Zwischen Emitter auf der Zellrückseite und  $p^+$  Dotierung befindet sich ein Basisbereich, das sogenannte *Gap*. Es dient zur klaren Trennung von *n*- und *p*-Bereich, um Shunts, die durch Kristall- oder Oberflächendefekte zwischen Emitter und  $p^+$ -Bereich entstehen könnten, zu verhindern. Das *Gap* hat einen signifikanten Anteil an der Gesamtrekombination der Zellrückseite und daher ist die Vergrößerung des Gaps von 8 auf  $50 \mu\text{m}$  als eigener Schritt auf dem Weg von der hocheffizienten zur industrierelevanten Solarzelle aufgeführt.

Eine ausführliche Beschreibung der *high- $\eta$*  *RCC* findet sich in [Dic98], die Beschreibung des *floating* Emitters in ([Loe95], Kap. 7) und ([Dic98], Kap. 2.2 + 6).

Die Standardwerte für die Simulation der *high- $\eta$*  *RCC* sind in Tabelle 4.1 aufgelistet.

<sup>2</sup>Auch *local back surface field (LBSF)* genannt.

Parameter	Standardwert	
	<i>high-<math>\eta</math> RCC</i>	<i>industrial RCC</i>
Spezifischer Widerstand des Volumens	1.25 $\Omega\text{cm}$	1.25 $\Omega\text{cm}$
Emitter $n^+$	Gauß-Funktion	Error-Funktion
Oberflächen-Konzentration	$2.5 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$	$2.0 \times 10^{20} \text{ cm}^{-3}$
Tiefe	1.5 $\mu\text{m}$	0.4 $\mu\text{m}$
$\varrho_{\text{schicht},n^+}$	168 $\Omega/\square$	51 $\Omega/\square$
$n$ -Kontakt $n^{++}$	Gauß-Funktion	entfällt
Oberflächen-Konzentration	$5.0 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$	–
Tiefe	2.3 $\mu\text{m}$	–
$\varrho_{\text{schicht},n^{++}}$	19 $\Omega/\square$	–
$p$ -Kontakt $p^+$	Gauß-Funktion	konstantes Profil
Oberflächen-Konzentration	$2.0 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$	$5.0 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$
Tiefe	4 $\mu\text{m}$	1 $\mu\text{m}$
$\varrho_{\text{schicht},p^+}$	20 $\Omega/\square$	130 $\Omega/\square$
$S_{\text{emitter},vs}$	750 $\text{cm s}^{-1}$	$6 \times 10^4 \text{ cm s}^{-1}$
$S_{\text{emitter},rs}$	250 $\text{cm s}^{-1}$	$2 \times 10^4 \text{ cm s}^{-1}$
$S_{\text{gap}}$	100 $\text{cm s}^{-1}$	1000 $\text{cm s}^{-1}$
Zelldicke	250 $\mu\text{m}$	250 / 150 / 50 $\mu\text{m}$
Abstand $pn$ -Finger	500 $\mu\text{m}$	1200 $\mu\text{m}$
Kontaktbreite	3 $\mu\text{m}$	150 $\mu\text{m}$
Gapbreite	8 $\mu\text{m}$	50 / 150 $\mu\text{m}$

**Tabelle 4.1:** Standard-Werte für die Simulationsparameter der *high- $\eta$*  und *industrial RCC*. Für die *industrial RCC* werden in den folgenden Abschnitten unterschiedliche Zelldicken und Gapbreiten untersucht.

Die Werte der Zelldicke, des  $pn$ -Fingerabstands und der Kontaktbreite stammen aus Messungen an prozessierten Zellen. Die Gapbreite wurde anhand der Photolithografiemasken für die Zellprozessierung bestimmt. Die Dotierungen wurden durch Diffusion aus der Gasphase erzeugt. Diese Dotierprofile lassen sich i.A. sehr gut durch die Gauß-Funktion beschreiben, was für die hier benutzten Emitter durch *Stripping Hall*-Messungen überprüft wurde. In [CGMB<sup>+</sup>94] wird eine lineare Abhängigkeit der Oberflächenrekombinationsgeschwindigkeit bei planen Si-Oberflächen vom Logarithmus der Phosphorkonzentration an der Oberfläche angegeben. Für eine Oberflächenkonzentration von  $2.5 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$  ergibt sich eine Rekombinationsgeschwindigkeit von  $250 \text{ cm s}^{-1}$ . Durch die Textur auf der Zellvorderseite ist die Rekombinationsgeschwindigkeit dort um einen Faktor 3 höher [DSGW98], aufgrund der durch die Pyramiden vergrößerten Oberfläche und von zusätzlichen Störstellen durch die Texturierung bzw. Inhomogenitäten in der Emitterdiffusion. Die Rekombinationsgeschwindigkeit am Gap von  $100 \text{ cm s}^{-1}$  stellt eine realistische Annahme für eine plane, thermisch oxidierte Siliziumoberfläche dar. Werden im Folgenden andere Werte für die Simulationsparameter als die in Tabelle 4.1 aufgeführten verwendet, so wird im Text

explizit darauf hingewiesen.

### Die industrierelevante RCC

Der Aufbau der in dem Simulationsmodell angenommenen Struktur der *industrial RCC* ist mit Abbildung 4.1 nahezu identisch. Auf der Rückseite entfällt die  $n^{++}$ -Diffusion unter dem  $n$ -Kontakt. Die  $p^+$ -Diffusion ist auch bei der *industrial RCC* vorhanden, da beim Feuern der Aluminium-Silber-Paste für die  $p$ -Metallisierung Aluminium in den Wafer eingetrieben wird: Während des Feuerns entsteht ein Eutektikum. Kühlt man dieses Phasengemisch bis unter den eutektischen Punkt ab, beginnt es auszukristallisieren. Dabei entsteht ein feinkristallines Gemisch aus Aluminium und Silber. Dieser Prozess ist mit einem epitaktischen Wieder-Aufwachsen von aluminiumdotiertem Silizium vergleichbar. Das Dotierprofil dieser  $p^+$ -Dotierung lässt sich nicht durch eine Gauss-Funktion beschreiben. In der Simulation wird es durch ein kastenförmiges Profil angenähert. Die Dotierung und Tiefe des  $p^+$ -Profils wurde mit der üblichen numerischen Anpassung auf  $V_{oc}$  bestimmt: Für eine eindimensional beschreibbare Solarzelle<sup>3</sup> mit  $p^+$ -Dotierung wird ein Simulationsmodell in PC1D ohne  $p^+$ -Dotierung erstellt und die Rekombinationsgeschwindigkeit an der Rückseite,  $S_{rear}$ , so eingestellt, dass sich in der Simulation das an der Solarzelle gemessene  $V_{oc}$  ergibt. Dieses  $S_{rear}$  gibt die effektive Rekombinationsgeschwindigkeit der Rückseite inklusive  $p^+$ -Dotierung an. Anschließend setzt man im Simulationsmodell  $S_{rear}$  auf die thermische Rekombinationsgeschwindigkeit  $10^7 \text{ cm s}^{-1}$  und fügt eine kastenförmige  $p^+$ -Dotierung ein, deren Tiefe und Dotierkonzentration man variiert bis die Simulation wieder das gemessene  $V_{oc}$  ergibt. Aus einigen Anpassungen nach dieser Methode ergeben sich Erfahrungswerte für das  $p^+$ -Dotierprofil. Bei Verwendung einer Silberpaste für das Basisgrid entsteht keine  $p^+$ -Dotierung am  $p$ -Kontakt. Daher werden auch Solarzellen ohne LBSF analysiert. Emitter, die aus unendlichen Dotierquellen diffundiert werden, besitzen ein Dotierprofil, das durch die komplementäre *error function*, (*erfc*) beschrieben werden kann. Dies ist bei den aus siebgedruckter Paste diffundierten Emittlern näherungsweise der Fall<sup>4</sup>. Die Oberflächenkonzentration wurde aus SIMS-Messungen von siebgedruckten Emittlern ermittelt, die Tiefe des  $pn$ -Übergangs wurde so gewählt, dass der Schichtwiderstand,  $\rho_{sheet}$ , mit dem gemessenen  $\rho_{sheet}$  der siebgedruckten Emitter übereinstimmte. Die Oberflächendotierung wird dabei an das gemessene Profil angepasst, ebenso wie die Tiefe des  $pn$ -Übergangs. Dadurch erhält man den gleichen Schichtwiderstand für den *error function* Emitter der Simulation wie für den gemessenen Schichtwiderstand des realen Emitters. Die Oberflächenrekombination der realen Zelle, die von der Dotierkonzentration an der Zelloberfläche maßgeblich abhängt, wird durch die angepasste Oberflächendotierung ebenfalls im Modell berücksichtigt.

Die Breite des Gap-Bereiches und der Kontakte orientiert sich an mit Siebdruck realisierbaren Strukturen. Auch hier wurde der Wert für die Rekombinationsgeschwindigkeit an der Emitteroberfläche der Rückseite aus [CGMB<sup>+</sup>94] übernommen und an der Vorderseite, wie schon bei der *high- $\eta$  RCC* beschrieben, um einen Faktor 3 höher angenommen. Die Standardwerte für die *industrial RCC* sind ebenfalls in Tabelle 4.1 aufgeführt.

<sup>3</sup>Z.B. eine Solarzelle mit ganzflächigem Rückseitenkontakt.

<sup>4</sup>Das exakte „Kink-and-Tail“-Profil wird z.B. in [Zic00] ausführlich untersucht.

### 4.2.2 Von der hocheffizienten zur industrierelevanten RCC

In diesem Abschnitt wird der Übergang von der *high- $\eta$*  RCC zur *industrial RCC* untersucht und – anhand von 2D-Simulationen – die Effekte auf die Hellkennlinienparameter analysiert. Als Basismaterial wird zunächst hochwertiges FZ-Silizium mit einer Lebensdauer von ca.  $500 \mu s^5$  angenommen.

Die Simulationsmodelle beinhalten lediglich die Elementardiode der simulierten Strukturen, Effekte am Rand der Solarzelle und Serienwiderstandsverluste aufgrund des Leitungswiderstands der Metallisierung sind nicht berücksichtigt. Ziel des Vergleichs ist die quantitative Analyse der zusätzlichen Verluste, welche in der Struktur der *industrial RCC* inherent gegenüber der *high- $\eta$*  RCC begründet sind. Für eine realistische Bestimmung des Füllfaktors wird bei RCC-Vergleichen der Serienwiderstandsbeitrag der Metallisierung analytisch abgeschätzt und die Hellkennlinienparameter damit korrigiert. Die Korrektur wird mit der Formel

$$\Delta FF = FF_{sim} \times \frac{R_{s,analytisch} J_{sc}}{V_{oc}} \quad (4.1)$$

aus ([Gre86], S.97) durchgeführt, wobei  $\Delta FF$  den Füllfaktorverlust aufgrund des Serienwiderstands in Absolutprozent und  $R_{s,analytisch}$  den Serienwiderstand aufgrund des Leitungswiderstands der Metallisierung in  $[\Omega cm^2]$  darstellt.

#### Vereinfachung der Zellstruktur

Die Standarddicke von im Labormaßstab produzierten Rückseitenkontaktzellen aus Wafern beträgt  $250 \mu m$ . Dünnere Solarzellen besitzen den Vorteil eines geringeren Siliziumverbrauchs bei gleichbleibender Zellfläche, wodurch sich die Kosten einer Solarzelle verringern. Des Weiteren kann kostengünstigeres Silizium mit schlechterer Volumen-Diffusionslänge verwendet werden, da bei Rückseitenkontaktzellen das Verhältnis von  $L_{bulk}$  zur Zelldicke entscheidend ist (siehe Abschnitt 4.2).

Im Labormaßstab wurden Solarzellen mit Dicken von bis zu  $80 \mu m$  prozessiert. Um das Verhalten einer abgedünnten Solarzelle zu analysieren, wurde in den Simulationen zunächst eine Zelldicke von  $150 \mu m$  angenommen.

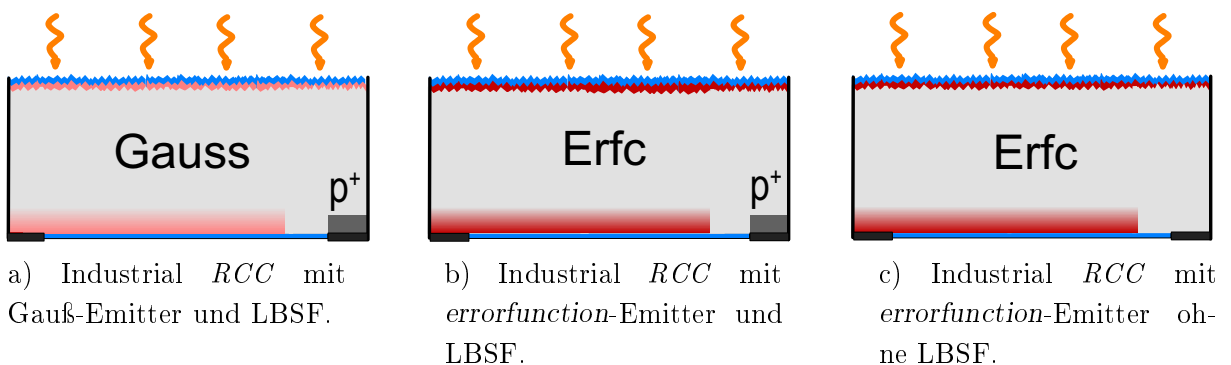


Abbildung 4.2: Vereinfachung der Zellstruktur.

Abbildung 4.2 zeigt die untersuchten Strukturen in schematischer Darstellung. Die Motivation der gewählten Parameter findet sich in Abschnitt 4.2.1. Im ersten Schritt wurde im Vergleich

<sup>5</sup>entspricht  $1200 \mu m$  Diffusionslänge bei  $1.25 \Omega cm$ -Material

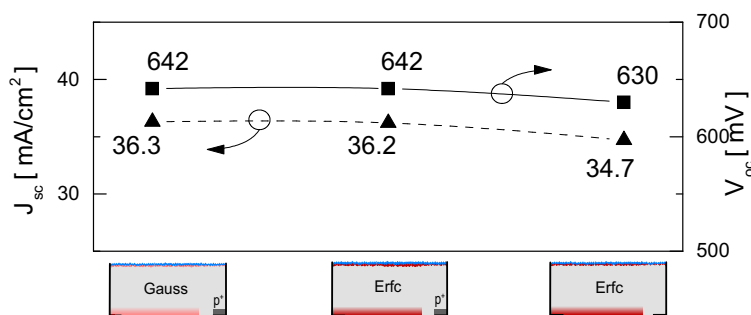
zur *high- $\eta$  RCC* die Kontaktbreite der *p*- und *n*-Kontakte auf  $150\ \mu\text{m}$ , die Gapbreite auf  $50\ \mu\text{m}$  vergrößert und das  $p^+$ -Dotierprofil durch ein konstantes LBSF ersetzt (Abbildung 4.2 a), die restlichen Parametern entsprechen den der Spalte *high- $\eta$  RCC* aus Tabelle 4.1. In Schritt b) sind die Emitterprofile durch error function (statt Gauß) ersetzt, mit hoher Oberflächenkonzentration und niedriger Eindringtiefe und entsprechend wurden die hohen Oberflächenrekombinationsgeschwindigkeiten aus der rechten Spalte aus Tabelle 4.1 eingesetzt. In Schritt c) wird schließlich auch das LBSF über dem *p*-Kontakt entfernt.

Der Ausgangspunkt der Vergleiche in diesem Kapitel ist die *high- $\eta$  RCC*. Diese Solarzelle wurde in der Diplomarbeit des Autors [Dic98] ausführlich charakterisiert. Die Ergebnisse für die simulierte Elementardiode im Vergleich mit gemessenen Werten sind in Tabelle 4.2 aufgelistet.

	Simulation Elementardiode	Messung
$J_{sc}[\text{mA cm}^{-2}]$	40.4	40.0
$V_{oc}[\text{mV}]$	692	689
$FF[\%]$	81.7	78
$\eta[\%]$	22.8	21.4

**Tabelle 4.2:** Simulierte und gemessene Hellkennlinienparameter einer *high- $\eta$  RCC*. Die Parameter für die Simulation sind in Tabelle 4.1 angegeben.

Die Simulation zeigt eine sehr gute Übereinstimmung in  $J_{sc}$  und  $V_{oc}$ . Der simulierte Füllfaktor ist um ca. 4 Prozent zu hoch. Eine vollständige Berücksichtigung der Serienwiderstands- und Randverluste führt in der Simulation zu einem Füllfaktor von 79.3%. In [Dic98] wurden diese Effekte durch ein Netzwerkmodell in der Simulation berücksichtigt. In diesem Kapitel liegt der Fokus der Potentialabschätzung auf den optischen und Rekombinationsverlusten der *industrial RCC*, daher wird an Stelle der aufwendigen Netzwerkmodellierung eine Korrektur des Füllfaktors durch eine analytische Abschätzung des Metallserienwiderstandes und Formel 4.1 durchgeführt.  $J_{sc}$  und  $V_{oc}$  sind durch die Simulation der Elementardiode hinreichend genau beschrieben, um die wesentlichen Verlustmechanismen der *industrial RCC* aufzuzeigen.



**Abbildung 4.3:**  $J_{sc}$ - und  $V_{oc}$ -Werte vereinfachter Strukturen einer Rückseitenkontaktzelle. Alle Solarzellen haben eine Dicke von  $150\ \mu\text{m}$  und eine Gapbreite von  $50\ \mu\text{m}$ .

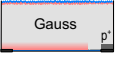

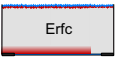
Die Simulationsergebnisse für  $J_{sc}$  und  $V_{oc}$  für die Vereinfachungsschritte a) bis c) aus Abbildung 4.2 sind in Abbildung 4.3 dargestellt. Die Volumendiffusionslänge wurde mit  $1200\ \mu\text{m}$  angenommen, d.h. als Material wurde hochwertiges FZ-Silizium angenommen.

Ganz links befindet sich die Struktur, die der *High- $\eta$  RCC* am ähnlichsten ist. Durch das Abdünnen der Zelle auf  $150\ \mu\text{m}$  wird insgesamt weniger Licht in der Struktur absorbiert, was zum Absinken des Kurzschlussstroms um 10 % im Vergleich zur hocheffizienten Rückseitenkontaktzelle

le führt. Die Vergrößerung des Gap-Bereichs auf  $50 \mu m$  und das Weglassen einer Hochdotierung unter dem  $n$ -Kontakt hat eine verstärkte Rekombination an diesen Stellen zur Folge. Die breiteren Kontakte bei einer *industrial RCC* führen deshalb zu einer erhöhten Gesamtrekombination. Verringert werden die Rekombinationsverluste im Volumen durch die geringere Zelldicke. Insgesamt wird dieser Effekt aber von den vorhergehenden überkompensiert, so dass die Leerlaufspannung um 7 Prozent auf  $642 mV$  absinkt.

Werden flache, an der Oberfläche hochdotierte Emittter verwendet, führt dies zur weiteren, jedoch minimalen Absenkung der Kurzschlussstromdichte auf  $36.2 mA cm^{-2}$ . Der Wert der Leerlaufspannung bleibt mit  $642 mV$  konstant.

Die *industrial RCC* mit Error-Function-Emitter ohne LBSF hat wiederum eine geringere Kurzschlussstromdichte ( $34.7 mA cm^{-2}$ ) und ein geringeres  $V_{oc}$  ( $630 mV$ ). Das Absinken von  $J_{sc}$  um weitere 4 % und von  $V_{oc}$  um ca. 2 % ist auf die verstärkte Minoritätsladungsträgerrekombination am  $p$ -Kontakt aufgrund des fehlenden LBSF zurückzuführen.

Zellstruktur	$FF_{sim}[\%]$	$R_{s,analytisch} [\Omega cm^2]$	$FF_{corr}[\%]$	$\eta_{corr}[\%]$
a) 	80.7	0.35	78.8	18.4
b) 	80.5	0.35	78.5	18.2
c) 	80.9	0.33	79.1	17.3

**Tabelle 4.3:** Korrigierte Füllfaktoren bzw. Wirkungsgrade für die vereinfachten Zellstrukturen. Die analytisch berechneten Serienwiderstände  $R_{s,analytisch}$  sind von der Stromdichte am Punkt maximaler Leistung abhängig und unterscheiden sich daher für die einzelnen Strukturen auch bei identischer Metallisierung.

In Tabelle 4.3 sind die simulierten Füllfaktoren,  $FF_{sim}$ , und die mit Formel 4.1 korrigierten Füllfaktoren,  $FF_{corr}$ , sowie der daraus resultierende Wirkungsgrad,  $\eta_{corr}$ , aufgelistet. Der jeweils zu Grunde gelegte Serienwiderstand der Metallisierung,  $R_{s,analytisch}$  wurde analytisch mit dem Serienwiderstandsrechner *GridSim* [Hul03] berechnet. Die angenommenen Eingabedaten sind in Tabelle 4.4 aufgelistet.

Bei der Serienwiderstandsberechnung werden nur Anteile von Metall- und Kontaktwiderstand berechnet, da die Halbleiterserienwiderstände bereits in der Simulation berücksichtigt wurden. Die angegebenen Werte sind typische Parameter für siebgedruckte Kontaktierungsgitter. Der berechnete Serienwiderstand ist abhängig vom Verlust der Solarzelle am *maximum-power-point* (*MPP*), daher ergeben sich für die unterschiedlichen Solarzellenstrukturen bei unterschiedlichen Wirkungsgraden auch unterschiedliche  $R_{s,analytisch}$ .

Der simulierte Füllfaktor,  $FF_{sim}$ , sinkt in Tabelle 4.3 von a) nach b) zunächst aufgrund des erhöhten Emitterschichtwiderstandes leicht ab. Von b) nach c) steigt  $FF_{sim}$  wieder an, da  $J_{sc}$  abnimmt und sich damit die Serienwiderstandsverluste trotz des erhöhten Kontaktwiderstandes reduzieren<sup>6</sup>. Die Wirkungsgradabnahme von a) nach c) um ca. 6% relativ ist wesentlich in der

<sup>6</sup>In erster Näherung hängt der Füllfaktorverlust aufgrund des Serienwiderstandes von der Verlustleistung  $P_{Verlust} = J_{mpp}^2 R_s$  ab. Da mit  $J_{sc}$  i.A. auch  $J_{mpp}$  abnimmt, sinkt mit  $J_{sc}$  auch der Füllfaktorverlust.

Größe	Wert
Buslänge	10 <i>cm</i>
Busbreite	500 $\mu m$
Bushöhe	27 $\mu m$
Fingerlänge	2.5 <i>cm</i>
Fingerbreite	150 $\mu m$
Fingerhöhe	4.5 $\mu m$
$\rho_{Ag,Paste}$	$3 \times 10^{-6} \Omega cm$
$\rho_{Al,Paste}$	$4.6 \times 10^{-6} \Omega cm$
$\rho_{C,Ag-Kontakt}$	$5 \times 10^{-3} \Omega cm^2$
$\rho_{C,Al-Kontakt}$	$5 \times 10^{-3} \Omega cm^2$

**Tabelle 4.4:** Eingabeparameter zur Berechnung des Metall- und Kontaktwiderstandes mit GridSim.

Abnahme von  $J_{sc}$  und  $V_{oc}$  aufgrund der höheren Gesamtrekombination begründet.

Im folgenden Abschnitt wird zusätzlich der Einfluss einer reduzierten Basislebensdauer und einer für die Siebdrucktechnik weniger anspruchsvollen Gapbreite von 150  $\mu m$  untersucht. Da in Tabelle 4.3 Struktur c) bereits 0.9% weniger Wirkungsgrad ergibt als Struktur b), ein LBSF über dem *p*-Kontakt durch Siebdruck mit Aluminium-Silberpaste jedoch keine hohen Anforderungen an den Prozess stellt, wird im Folgenden die Struktur b) untersucht und mit *industrial RCC* bezeichnet. Das Weglassen des LBSF führt zu einem näherungsweise konstanten Offset von 1% absolut im Wirkungsgrad zwischen Struktur b) und c) bei Variation der Zelldicke und Basislebensdauer. Die im Folgenden angegebenen Wirkungsgrade für die *industrial RCC* (mit LBSF) können daher abzüglich 1% absolut auch als Potentialabschätzung für die *industrial RCC ohne* LBSF verwendet werden.

### Industrierelevante Rückseitenkontaktzellen

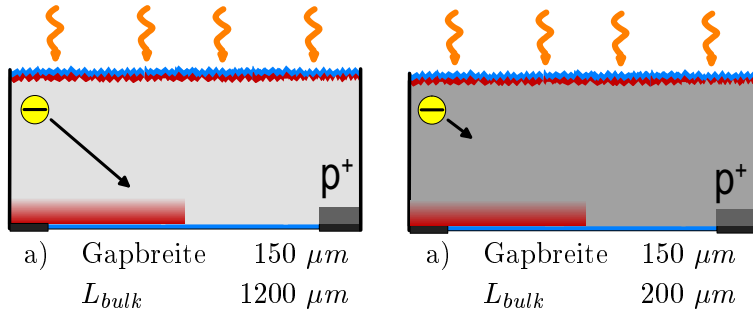
Die im vorherigen Abschnitt angenommene Gapbreite von 50  $\mu m$  stellt eine Abschätzung einer erreichbaren Strukturgröße für eine optimierte Siebdruckanlage dar. Eine zum heutigen Zeitpunkt realistische, d.h. unmittelbar realisierbare Strukturgröße ist 150  $\mu m$ . Diese Breite wird im Folgenden für das Gap der *industrial RCC* angenommen. Die Zelldicke beträgt weiterhin 150  $\mu m$ .

Der Übergang zu kostengünstigerem Cz-Material bringt eine Abnahme der Basislebensdauer und damit der Diffusionslänge der Minoritäten in der Basis mit sich. Als Basismaterial wird im Folgenden Cz-Silizium mit einer Lebensdauer von ca. 14  $\mu s$ <sup>7</sup> angenommen.

Die symbolische Darstellung dieser Änderungen zeigt Abbildung 4.4.

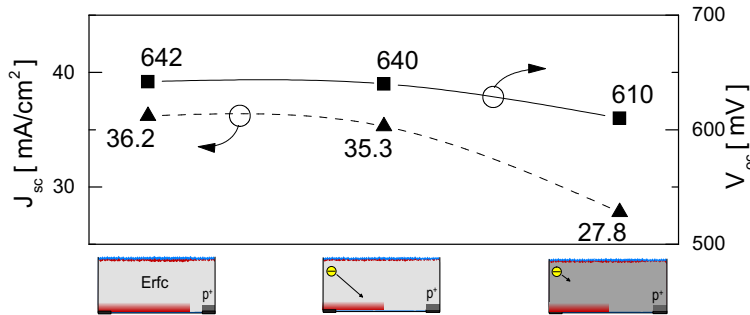
Die Verläufe für  $J_{sc}$  bzw.  $V_{oc}$  aus Simulationen der in Abbildung 4.4 skizzierten Zellstrukturen werden in Abbildung 4.5 gezeigt. Die Verbreiterung des Gap-Bereichs von 50 auf 150  $\mu m$  hat eine erhöhte Oberflächenrekombination zur Folge. Das Absinken der Leerlaufspannung durch diesen Effekt wird allerdings durch eine Verringerung der Augerrekombination in dem nun verkleinerten Rückseitenemitter zum Teil kompensiert. Die Spannung fällt deshalb lediglich von

<sup>7</sup>Entspricht 200  $\mu m$  Diffusionslänge bei 1.25  $\Omega cm$ -Material. Dieser Wert stellt einen Mittelwert mehrerer am Fraunhofer ISE durchgeführter Messungen an 1.25  $\Omega cm$ , Bor-dotierten Cz-Wafern im degradierten Zustand dar (s. S. 121).



**Abbildung 4.4:** Symbolische Darstellung der *industrial RCC* auf a) FZ- und b) Cz-Silizium.

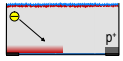

642 auf 640  $mV$  ab. Das Absinken der Kurzschlussstromdichte auf  $35.3 \text{ mA cm}^{-2}$  ist ebenfalls auf die Erhöhung der Oberflächenrekombination im Gap-Bereich zurückzuführen. Zusätzlich ist die Emitterabdeckung ( $\frac{\text{Breite des Symmetrieelements}}{\text{Breite des Rückseitenemitters}}$ ) auf 68 % abgesunken. Da die Diffusionslänge nur  $200 \mu m$  beträgt, können Elektronen, die über dem  $p$ -Kontakt generiert werden, lateral den Emitter nicht erreichen. Dies hat eine Verringerung der Einsammelwahrscheinlichkeit generierter Elektronen und damit ein Absinken der simulierten Kurzschlussstromdichte zur Folge.



**Abbildung 4.5:** Simulierte  $J_{sc}$ - und  $V_{oc}$ -Werte für die *industrial RCC* mit breitem Gap und mit niedriger Basislebensdauer. Die Zeldicke beträgt  $150 \mu m$ .

Bei einer Diffusionslänge im Volumen von  $200 \mu m$  bricht  $J_{sc}$  auf  $27.8 \text{ mA cm}^{-2}$  ein. In [Dic98] wurde gezeigt, dass das Verhältnis von  $L_{bulk}$  zur Zeldicke mindestens 4 betragen muss, damit eine hohe Kurzschlussstromdichte erreicht werden kann. In dem vorliegenden Fall beträgt  $\frac{L_{bulk}}{\text{Zeldicke}} = 1.3$ . Bei der betrachteten Volumendiffusionslänge führt dies zu einer Erhöhung der Shockley-Read-Hall-Rekombination im Volumen und damit zusätzlich zu einer Verringerung von  $V_{oc}$  auf  $610 \text{ mV}$ .

Die simulierten und um den analytisch berechneten<sup>8</sup> Serienwiderstand korrigierten Füllfaktoren sowie der resultierende Wirkungsgrad sind in Tabelle 4.5 aufgelistet.

Zellstruktur	$FF_{sim} [\%]$	$R_{s, analytisch} [\Omega \text{ cm}^2]$	$FF_{corr} [\%]$	$\eta_{corr} [\%]$
a) 	80.5	0.33	78.7	17.8
b) 	80.2	0.23	79.2	13.4

**Tabelle 4.5:** Wirkungsgrade der *industrial RCC* auf FZ- und Cz-Silizium.

<sup>8</sup> $R_{s, analytisch}$  wurde auch hier mit GridSim und den Daten aus Tabelle 4.4 berechnet.

### Vergleich mit einer konventionellen Struktur

Zur Beurteilung der Ergebnisse aus Tabelle 4.5 wurde eine Solarzelle mit einer konventionellen Industriestruktur und mit gleichen Eingabeparametern modelliert. Die konventionelle Solarzelle besitzt einen ganzflächigen Rückseitenkontakt mit BSF ( $S_{eff} = 1000 \text{ cm s}^{-1}$ ) und Metallisierungsfinger auf der Vorderseite mit einer Breite von  $150 \mu\text{m}$ . Zusammen mit dem Bus ergibt sich für die konventionelle Struktur eine Abschattung von 6% aufgrund der Vorderseitenmetallisierung.

Die Potentialabschätzung zeigt deutlich, dass eine *industrial RCC* mit  $150 \mu\text{m}$  Dicke auf Material mit geringer Lebensdauer (Zeile b in Tabelle 4.5) nicht sinnvoll ist. Der prognostizierte Wirkungsgrad von 13.4% ist nicht konkurrenzfähig mit anderen Zellkonzepten, so ergibt z.B. die Simulation der konventionellen Siebdruckzelle mit gleichen Eingabeparametern einen Wirkungsgrad von 17%. Die Leerlaufspannung dieser konventionellen Solarzelle liegt bei einem vergleichbaren Wert von  $601 \text{ mV}$ . Allerdings besitzt sie aufgrund des sammelnden Emitters an der Vorderseite einen wesentlich höheren Kurzschlussstrom von  $35.5 \text{ mA cm}^{-2}$ .

Das Konzept einer  $150 \mu\text{m}$  Dicken *industrial RCC* auf hochwertigem FZ-Silizium (Zeile a in 4.5) liefert einen mit der konventionellen Struktur vergleichbaren Wirkungsgrad. Bei der konventionellen Solarzelle ergibt sich für eine Diffusionslänge von  $1200 \mu\text{m}$  ebenfalls ein Wirkungsgrad von 17.8%, bei  $J_{sc} = 36.4 \text{ mA cm}^{-2}$  und  $V_{oc} = 612 \text{ mV}$ . Die niedrigere Leerlaufspannung ist durch die erhöhte Vorderseitenrekombination aufgrund der Metallisierungsfinger erklärbar. Ein Vergleich der Produktionskosten der beiden Modelle erweist sich als schwierig, da die Einsparungen durch den einfacheren Prozess der konventionellen Struktur mit Einsparungen aufgrund der leichteren Modulverschaltung der *industrial RCC* verglichen werden müssten. Realistische Abschätzungen hierfür sind sehr aufwendig, Beispiele finden sich in [HTP<sup>+</sup>02].

Die Ergebnisse dieses Abschnittes legen nahe, das Potential sehr dünner *industrial RCC* abzuschätzen, da zum einen das verbesserte  $L_{bulk}/$ Dickenverhältnis die Verwendung kostengünstigeren Materials erlaubt und zum anderen weniger Material benötigt wird. Diese Analyse folgt im nächsten Abschnitt.

#### 4.2.3 Analyse sehr dünner ( $50 \mu\text{m}$ ) RCC mit industrieller Struktur

Die Potentialabschätzungen der vorherigen Abschnitte bezogen sich auf eine Waferdicke von  $150 \mu\text{m}$ , die kurz- oder mittelfristig in industriellen Prozessen verwirklicht sein wird. Dieses Thema stellt einen Schwerpunkt in der Entwicklungsarbeit am Fraunhofer ISE dar.

Ein wichtiger Bestandteil der momentanen Forschung auf dem Gebiet der Solarzellenproduktion ist darüber hinaus die Herstellung und industrielle Prozessierung von sehr dünnen Wafern ([WK01]). Daher wird in diesem Abschnitt das Potential der *industrial RCC* (Abbildung 4.4 a und b) auf  $50 \mu\text{m}$  dicken Wafern untersucht. Insbesondere wird die Erhöhung der Kurzschlussstromdichte beim Abdünnen einer *industrial RCC* von  $150$  auf  $50 \mu\text{m}$  – selbst bei einer Volumendiffusionslänge von  $1200 \mu\text{m}$  – detailliert analysiert.

In Tabelle 4.6 sind neben den gerechneten Hellkennlinienparametern der  $50 \mu\text{m}$  dicken Zellstrukturen auch die der  $150 \mu\text{m}$  dicken Strukturen aufgeführt. Die Zeile „Relative Änderung“ gibt die Änderung der Hellkennlinienparameter beim Abdünnen bezüglich der  $150 \mu\text{m}$  dicken Zellstruktur an.

Zelldicke [ $\mu\text{m}$ ]	$L_{\text{vol}} = 1200 \mu\text{m}$				$L_{\text{vol}} = 200 \mu\text{m}$			
	$J_{sc}$ [ $\frac{\text{mA}}{\text{cm}^2}$ ]	$V_{oc}$ [mV]	$FF_{sim}$ [%]	$\eta_{sim}$ [%]	$J_{sc}$ [ $\frac{\text{mA}}{\text{cm}^2}$ ]	$V_{oc}$ [mV]	$FF_{sim}$ [%]	$\eta_{sim}$ [%]
150	35.3	640	80.5	18.2	27.8	610	80.2	13.6
50	38.1	639	77.2	18.8	37.1	626	76.7	17.8
<b>Rel. Ände- rung [%]</b>	7.9	-0.2	-4.1	3.3	33.5	2.6	-4.4	30.9

**Tabelle 4.6:** Simulierte Werte der Hellkennlinienparameter bei extremer Abdünnung der *industrial RCC* unter Annahme von  $1200 \mu\text{m}$  bzw.  $200 \mu\text{m}$  Volumendiffusionslänge.

Die geringe Abnahme von  $V_{oc}$  der *industrial RCC* mit einem  $L_{bulk}$  von  $1200 \mu\text{m}$  lässt sich durch einen stärkeren Einfluss der Oberfläche – d.h. verstärkte Oberflächenrekombination – bei verringertem Zellvolumen erklären. Dieser Effekt wird bei einer Volumen-Diffusionslänge von  $200 \mu\text{m}$  durch eine verringerte Rekombination im Volumen durch das Abdünnen überkompensiert, so dass die Leerlaufspannung um 2.6 % ansteigt. Dabei ist die relative Abnahme von  $V_{oc}$  bei der *industrial RCC* mit hoher Diffusionslänge geringer als die relative Zunahme von  $V_{oc}$  des selben Zellkonzepts auf einem Basismaterial mit kleiner Diffusionslänge. Dies liegt an dem verringerten Anteil der Rekombination im Volumen an der Gesamtrekombination bei hohen Diffusionslängen im Vergleich zu niedrigen Diffusionslängen. Der Wirkungsgrad einer *industrial RCC* mit einem  $L_{bulk}$  von  $200 \mu\text{m}$  wird durch das Volumen begrenzt, wohingegen bei einem  $L_{bulk}$  von  $1200 \mu\text{m}$  das Zellverhalten durch die Augerrekombination im Emitter und die Oberflächenrekombination dominiert wird (siehe Abschnitt 4.2.4).

Bei der Zelle mit  $50 \mu\text{m}$  Dicke zeigt sich im verringerten Füllfaktor bereits der Querleitungswiderstand in der Basis: Je dünner die Solarzelle, desto höher der Querleitungswiderstand für den lateralen Löcherstrom in der Basis zum  $p$ -Kontakt. Eine analytische Berechnung dieses Serienwiderstandes für die EWT-Zelle, die jedoch ebenso für die *RCC* gültig ist, findet sich in Abschnitt 4.3.2. Der erhöhte Basisquerleitungswiderstand reduziert den Füllfaktor der  $50 \mu\text{m}$  dicken *industrial RCC* in Tabelle 4.6.

Der Vergleich der beiden *industrial RCC* zeigt die signifikante Verbesserung in  $J_{sc}$  für die dünnere Zelle sowohl bei  $L_{bulk} = 1200 \mu\text{m}$  als auch bei  $L_{bulk} = 200 \mu\text{m}$ . Die Haupteffekte hierfür sind:

- Vergrößerung des Verhältnisses von  $L_{bulk}$  zur Zelldicke beim Abdünnen
- Umverteilung der Elektronen in der Basis durch Lateralströme im *floating* Emitter (siehe Seite 94 ff.).

Wie stark welcher Effekt zur Erhöhung von  $J_{sc}$  beiträgt, hängt dabei von der Diffusionslänge im Volumen ab. Bei großen Diffusionslängen spielt das Verhältnis  $\frac{L_{bulk}}{\text{Zelldicke}}$  eine untergeordnete Rolle. Eine Steigerung dieser Größe von  $\frac{1200 \mu\text{m}}{250 \mu\text{m}} = 8$  auf  $\frac{1200 \mu\text{m}}{50 \mu\text{m}} = 24$  wirkt sich nur marginal auf  $J_{sc}$  aus. Die Stromerhöhung beruht für extrem dünne *industrial RCC* mit hohen Volumendiffusionslängen auf einer Elektronenumverteilung durch den *floating* Emitter, die im nächsten Abschnitt gesondert erklärt wird.

Dünnt man die selbe Zellstruktur mit  $L_{bulk} = 200 \mu\text{m}$  auf  $50 \mu\text{m}$  ab, so wird die Erhöhung der Kurzschlussstromdichte durch einen Anstieg des Verhältnisses von  $L_{bulk}$  zur Zelldicke dominiert.

Der oben erwähnte Umverteilungseffekt spielt eine untergeordnete Rolle, bewirkt aber einen zusätzlichen Zugewinn in der Kurzschlussstromdichte.

### Vergleich mit einer konventionellen Struktur

Auch die Simulationsdaten aus Tabelle 4.6 für eine Zelldicke von  $50 \mu m$  sollen abschließend mit einer konventionellen Struktur bei gleichen Eingabeparametern verglichen werden.

Für  $L_{bulk} = 1200 \mu m$  ergibt die Simulation für die konventionelle Struktur  $J_{sc} = 35.4 mA cm^{-2}$ ,  $V_{oc} = 608 mV$  und  $\eta = 17.2\%$ . Bei der *industrial RCC* ist  $J_{sc}$  aufgrund der fehlenden Abschätzung durch die Vorderseitenmetallisierung höher,  $V_{oc}$  ist ebenfalls höher, da bei der konventionellen Struktur der Vorderseitenkontakt die Rekombination an der Vorderseite erhöht.

Für  $L_{bulk} = 200 \mu m$  ergibt die Simulation für die konventionelle Struktur  $J_{sc} = 35.2 mA cm^{-2}$ ,  $V_{oc} = 604 mV$  und  $\eta = 16.9\%$ . Die Werte sind nur wenig gegenüber der hohen Diffusionslänge reduziert, da  $\frac{L_{bulk}}{Zelldicke}$  immer noch 4 beträgt. Auch hier profitiert die *industrial RCC* von der fehlenden Abschätzung und der geringeren Vorderseitenrekombination, so dass  $J_{sc}$  und  $V_{oc}$  größer sind als bei der konventionellen Struktur.

Dieser Vergleich und der von Seite 92 zeigen, dass mit abnehmender Zelldicke die Vorteile der *industrial RCC* gegenüber einer konventionellen Struktur zunehmen. Für eine Zelldicke von  $150 \mu m$  kann die *industrial RCC* nur auf hochwertigem FZ-Material mit  $L_{bulk} = 1200 \mu m$  mit der konventionellen Struktur konkurrieren, die Wirkungsgrade sind in diesem Fall vergleichbar. Bei einer Zelldicke von  $50 \mu m$  besitzt die *industrial RCC* einen höheren Wirkungsgrad als die konventionelle Struktur, sowohl auf FZ-Silizium ( $\Delta\eta = 1.6\%$  absolut) wie auch auf Cz-Silizium ( $\Delta\eta = 0.9\%$  absolut).

### Elektronenumverteilung durch den *floating* Emitter

Die maximal abführbare Kurzschlussstromdichte einer Solarzelle,  $J_{sc}^{max}$ , ist durch die Anzahl der in der Solarzelle generierten Ladungsträger bestimmt, d.h. dem Integral der (ortsabhängigen) Generationsrate über das Zellvolumen. Das so definierte  $J_{sc}^{max}$  hängt demnach ausschließlich von den *optischen* Eigenschaften der Solarzelle ab. Da die Gesamtabsorption in der Solarzelle mit abnehmender Dicke sinkt, nimmt auch  $J_{sc}^{max}$  ab.

In Abbildung 4.6 ist  $J_{sc}^{max}$  zusammen mit den simulierten  $J_{sc}$  für *high- $\eta$*  und *industrial RCC* aufgetragen. Die *industrial RCC* wurde sowohl mit  $L_{bulk} = 1200 \mu m$ , als auch mit  $L_{bulk} = 200 \mu m$  simuliert. Man erkennt den Abfall von  $J_{sc}^{max}$  ( $\square$ ) mit abnehmender Zelldicke. Die *high- $\eta$  RCC* ( $\circ$ ) liegt aufgrund ihrer geringen Gesamtrekombination sehr nahe an  $J_{sc}^{max}$ . Zwischen  $250$  und  $200 \mu m$  steigt  $J_{sc}$  der *high- $\eta$  RCC* mit abnehmender Zelldicke leicht an wegen des verbesserten  $\frac{L_{bulk}}{Zelldicke}$  Verhältnisses. Danach sinkt  $J_{sc}$  jedoch aufgrund der geringeren Absorption des einfallenden Lichtes mit abnehmender Zelldicke. Insgesamt sind die Änderungen jedoch gering im Vergleich mit der *industrial RCC*.

Bei der *industrial RCC* mit  $L_{bulk} = 200 \mu m$  ( $\triangle$ ) ist die starke Zunahme von  $J_{sc}$  mit sinkender Zelldicke zu erkennen, die im Wesentlichen in der Zunahme von  $\frac{L_{bulk}}{Zelldicke}$  begründet ist.

Die *industrial RCC* mit  $L_{bulk} = 1200 \mu m$  ( $\nabla$ ) zeigt jedoch auch eine erhebliche monotone Zunahme von  $J_{sc}$  mit sinkender Zelldicke. Wie der Vergleich mit der *high- $\eta$  RCC* zeigt, kann

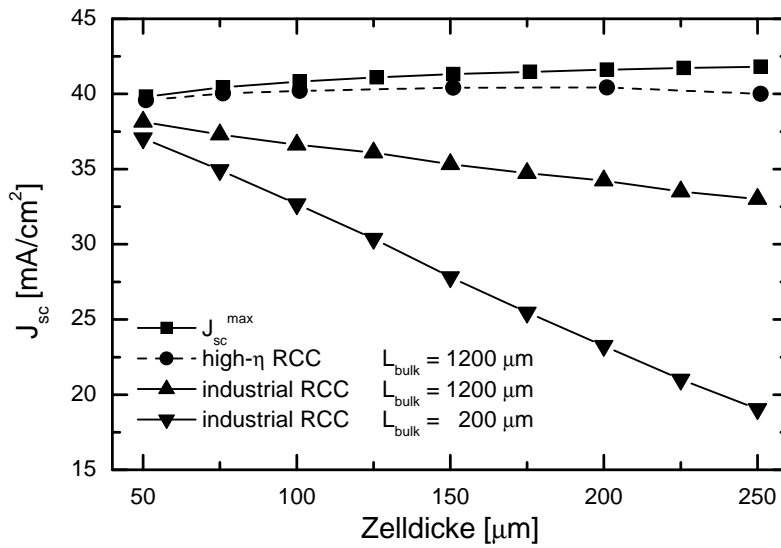


Abbildung 4.6: Simulierte Kurzschlussstromdichten der *high-η* RCC und *industrial RCC* sowie  $J_{sc}^{max}$  in Abhängigkeit der Zelldicke.

dies nicht durch die Zunahme von  $\frac{L_{bulk}}{Zelldicke}$  erklärt werden.

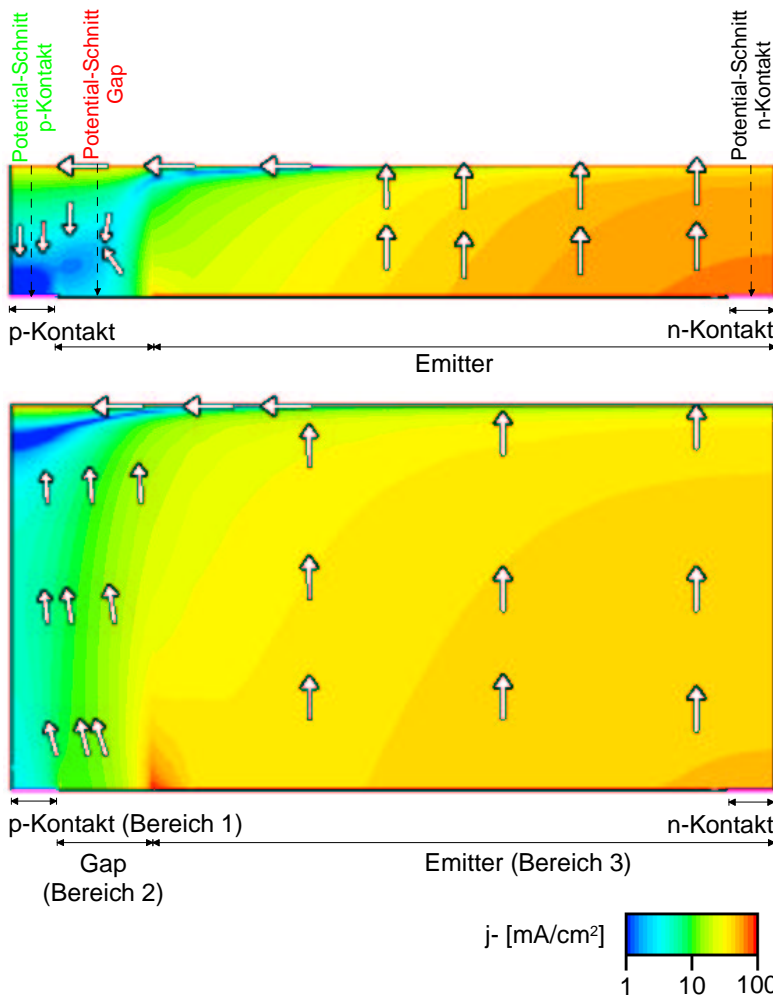


Abbildung 4.7: Stromflussmuster einer 50 μm (oben) und einer 150 μm dicken (unten) *industrial RCC* im Kurzschlusszustand. Die Pfeile geben die technische Stromrichtung an, d.h. die Elektronen fließen gegen die Pfeilrichtung. Die Farbschattierungen geben die Stromdichte der Elektronen, d.h. der Minoritäten in der Basis an. Die Skala ist für beide Grafen gleich. Am oberen Rand sind die Positionen der Schnitte von Abbildung 4.8 angegeben. Am unteren Rand sind die Bereiche angegeben, über die sich der *p*-Kontakt, das Gap, der Emitter und der *n*-Kontakt erstrecken.

Die Zunahme in  $J_{sc}$  erfolgt aufgrund einer Umverteilung der Elektronen in der Basis durch den *floating* Emitter. Abbildung 4.7 zeigt die Stromflussmuster der 50 μm (oben) und einer 150 μm dicken (unten) *industrial RCC* im Kurzschlusszustand mit einer Diffusionslänge von

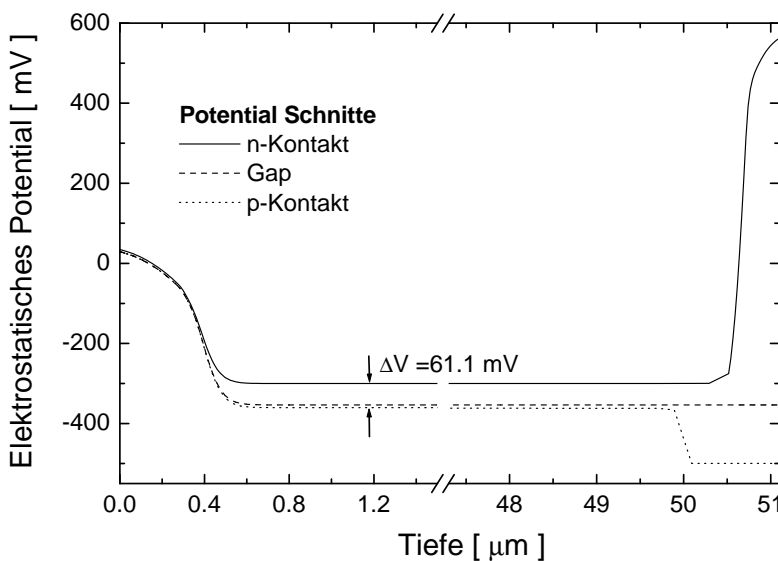
$L_{bulk} = 1200 \mu m$ .

Unter Kurzschlussbedingungen liegt keine äußere Spannung an den Kontakten an. Der *floating* Emitter sammelt über dem *p*-Kontakt und dem Gap (Bereich 1 und 2) Elektronen aus der Basis, die dann über dem Rückseitenemitter (Bereich 3) wieder in die Basis reinjiziert werden und zum Rückseitenemitter fließen, da der (kontaktierte) Rückseitenemitter unter Kurzschlussbedingungen eine ideale Senke für Elektronen in der Basis darstellt. Vergleicht man die Stromrichtungen in Bereich 1 und 2 so erkennt man, dass bei der dünnen Zelle über einen wesentlich tieferen Bereich noch Elektronen aus der Basis über *p*-Kontakt und Gap in den *floating* Emitter eingesammelt werden als bei der dicken Zelle. Je näher der *floating* Emitter sich an der Zellrückseite befindet, desto stärker „saugt“ er die Minoritäten aus Bereich 1 und 2 ab, so dass diese dort nicht mehr rekombinieren können. Dieses verstärkte „Absaugen“ ist durch die Potentialdifferenz in der Basis der *industrial RCC* erklärbar:

Abbildung 4.8 zeigt das elektrostatische Potential in der  $50 \mu m$  dicken *industrial RCC* für die drei Bereiche. Die Positionen der Schnitte sind auch in Abbildung 4.7 am oberen Rand angegeben. Man sieht, dass das unterschiedliche Potential der Rückseite sich durch die Basis fortsetzt. Direkt unter dem *floating* Emitter, bei  $1.2 \mu m$  Tiefe, gibt es noch eine Potentialdifferenz von ca.  $61 mV$  zwischen Bereich 1+2 und 3, und auch im *floating* Emitter gibt es noch eine Differenz von  $6 mV$ . Diese Potentialdifferenz führt zu dem lateralen Strom im Emitter von Bereich 1+2 zu dem Bereich 3, wo die Elektronen in die Basis reinjiziert werden.

Bei der  $150 \mu m$  dicken Solarzelle ist der Unterschied in den Potentialen weniger ausgeprägt. Eine analoge Auswertung zu Abbildung 4.8 ergab eine Potentialdifferenz von  $18 mV$  in  $1.2 \mu m$  Tiefe und von  $2 mV$  im *floating* Emitter zwischen Bereich 1+2 und 3. Durch die größere Entfernung von *floating* Emitter und Rückseite ist somit die laterale Potentialdifferenz weniger ausgeprägt und der Umverteilungseffekt kleiner.

Der Umverteilungseffekt führt zu einer zusätzlichen Steigerung von  $J_{sc}$  mit abnehmender Zelldicke. Bei geringen Diffusionslängen wird er jedoch von der  $J_{sc}$ -Erhöhung aufgrund der Verbesserung des  $\frac{L_{bulk}}{Zelldicke}$ -Verhältnisses überlagert.



**Abbildung 4.8:** Tiefenabhängige elektrostatische Potentiale zwischen Vorder- ( $= 0 \mu m$ ) und Rückseite in den Bereichen 1 bis 3 einer Industrial-RCC im Kurzschlusszustand. Man beachte die unterschiedlichen Skalierungen der x-Achse.

#### 4.2.4 Rekombinationsanalyse

In diesem Abschnitt sind die Ergebnisse einer quantitativen Analyse der wesentlichen Rekombinationsmechanismen von *high- $\eta$*  und *industrial RCC* wiedergegeben. Dazu wurden die Verlustströme durch Augerrekombination, der Shockley-Read-Hall-Rekombination sowie der Vorder- und Rückseitenrekombination in Abhängigkeit der Zelldicke aus den Simulationen extrahiert. Die quantitative Bestimmung der Rekombinationsanteile erfordert folgende Schritte:

1. Simulation der Hellkennlinie mit DESSIS
2. Bestimmung des maximum-power-points (MPP) aus der Hellkennlinie
3. Simulation und Ausgabe der orts aufgelösten Rekombinationsraten am MPP
4. Extraktion der Rekombinationsraten entlang der entsprechenden Regionen (Vorder-, Rückseite, Emitter und Basis)
5. Die Rekombinationsstromdichte der Oberflächen,  $J_{rec, surf}$ , ergibt sich aus dem Integral über die entsprechende Oberfläche (Vorder- bzw. Rückseite)

$$J_{rec, surf} = q \oint U_{surf}(x) dx$$

mit der Oberflächenrekombinationsrate  $U_{surf}$  und der Elementarladung  $q$ .

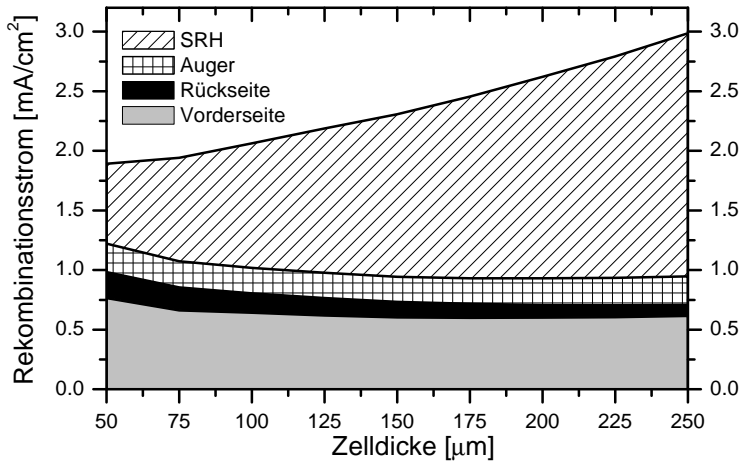
6. Die Rekombinationsstromdichten für Auger- und SRH-Rekombination wird aus einer gewichteten Summe von mehreren Schnitten durch die Solarzelle ermittelt

$$J_{rec} = q \sum_{k=0}^{N-1} \Delta x \left( \int_0^d U_{rec}(k \cdot \Delta x, y) dy \right), \text{ mit } \Delta x = \frac{W}{N}$$

und  $W$ : Breite der Zelle,  $d$ : Dicke der Zelle,  $N$ : Anzahl der Diskretisierungsschritte in  $x$ -Richtung,  $q$ : Elementarladung,  $U_{rec}$ : Auger- bzw. SRH-Rekombinationsrate. Für diese Auswertung wurde die Zelle in mehrere Bereiche unterteilt, so dass die Anzahl der Diskretisierungsschritte in  $x$ -Richtung an den Gradienten der Rekombinationsrate angepasst werden konnte: In Bereichen mit einem großen Gradienten wurde eine hohe Diskretisierung gewählt, um eine ausreichende Genauigkeit der Gesamtsumme zu erzielen.  $N$  wurde in jedem Bereich so groß gewählt, dass der Fehler aufgrund der  $x$ -Diskretisierung unter 0.5% lag.

#### High- $\eta$ RCC, $L_{bulk} = 1200 \mu m$ (FZ-Silizium)

In Abbildung 4.9 sind die Rekombinationsstromdichten aufgrund von Oberflächen- sowie Auger- und SRH-Rekombination in Abhängigkeit der Zelldicke einer hocheffizienten Rückseitenkontaktzelle aufgetragen. Für eine Zelldicke von  $250 \mu m$  hat die Shockley-Read-Hall-Rekombination einen Anteil von 68 % an der Gesamtrekombination. Die verbleibenden 32 % teilen sich auf die Verluste durch Vorderseitenrekombination (21 %), Rückseitenrekombination (3 %) und Augerrekombination (8 %) auf. Der Gesamtverlust durch Rekombination beträgt  $3 mA cm^{-2}$ .



**Abbildung 4.9:** Rekombinationsstromdichten der *high- $\eta$*  RCC am MPP in Abhängigkeit der Zelldicke.

Die Auger- und SRH-Rekombination lassen sich in erster Näherung nach der Dotierungshöhe in der Solarzelle trennen. In der mit  $N_A = 1.19 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$  dotierten Basis ist die SRH-Rekombination maßgebend, im bis zu  $N_D = 2.5 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$  dotierten Emitter die Augerrekombination. Mit Abnahme der Zelldicke sinkt somit das Volumen in dem SRH maßgebend ist und damit die SRH-Rekombinationsstromdichte. Da die Injektion der *high- $\eta$*  RCC an der Vorderseite für die betrachteten Dicken näherungsweise konstant bleibt, ändert sich der Absolutwert der Augerrekombinationsstromdichte nicht.

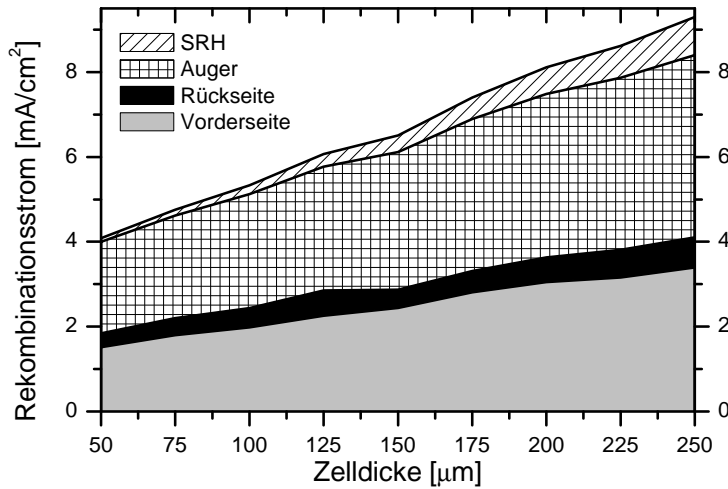
Die Rekombinationsstromdichte an der Vorderseite ist über den kompletten Dickenbereich größer als die der Rückseite. Dies liegt zum einen an der höheren Generationsrate an der Vorderseite und zum anderen an der um den Faktor 3 größeren Oberflächenrekombinationsgeschwindigkeit (s. Tabelle 4.1). Mit abnehmender Zelldicke steigt das Verhältnis Zelloberfläche/Zellvolumen. Daher steigt der Anteil der Oberflächenrekombinationsströme am Gesamtrekombinationsstrom mit abnehmender Zelldicke.

### Industrial RCC, $L_{bulk} = 1200 \mu\text{m}$ (FZ-Silizium)

Abbildung 4.10 zeigt den dickenabhängigen Verlauf der Gesamt-Rekombinationsstromdichte einer Industrial-RCC mit einer Volumen-Diffusionslänge von  $1200 \mu\text{m}$ . Man beachte die unterschiedliche Skalierung im Vergleich zu Abbildung 4.9. Für eine Zelldicke von  $250 \mu\text{m}$  ist die Gesamtrekombination der Industrial-RCC dreimal so groß wie die einer *high- $\eta$*  RCC. Bei  $50 \mu\text{m}$  ist die Gesamtrekombination einer industrierelevanten Rückseitenkontaktzelle noch um einen Faktor 2 größer.

Die Rekombinationsströme der *industrial RCC* zeigen eine grundlegend andere Aufteilung als die der *high- $\eta$*  RCC, obwohl beide Zellen mit einer Basislebensdauer von  $L_{bulk} = 1200 \mu\text{m}$  simuliert wurden. Ein Grund ist die wesentlich höhere Dotierung des Emitters der *industrial RCC* (s. Tabelle 4.1).

In Abbildung 4.10 zeigt sich wie auch in Abbildung 4.9 eine Abnahme der SRH-Rekombinationsstromdichte mit abnehmender Zelldicke. Dies ist in beiden Fällen durch die Abnahme des Zellvolumens erklärbar (s. vorheriger Abschnitt). Die SRH-Rekombination spielt bei der Diffusions-



**Abbildung 4.10:** Rekombinationsstromdichten der *industrial RCC* mit  $L_{bulk} = 1200 \mu m$  am MPP in Abhängigkeit der Zelldicke.

länge von  $L_{bulk} = 1200 \mu m$  erwartungsgemäß eine untergeordnete Rolle<sup>9</sup>. Der Anteil an der Gesamtrekombination bei einer Dicke von  $250 \mu m$  beträgt ca. 10 %. Bei  $50 \mu m$  Zelldicke ist die SRH-Rekombination mit nur 2 % vernachlässigbar für den Gesamtrekombinationsstrom.

Die Rekombination an der Zellrückseite sinkt mit abnehmender Zelldicke. Dies ist durch die mit abnehmender Zelldicke zunehmende Umverteilung der Minoritäten in der Basis durch den *floating* Emitter (s. Seite 94) erklärbar: Für kleine Zelldicken werden mehr Minoritätsladungsträger aus der Basis über dem *p*-Kontakt und dem Gap „abgesaugt“, so dass an diesen Stellen weniger Rekombination als bei dicken Zellen stattfindet.

Die Abnahme des Augerrekombinationsstroms mit sinkender Zelldicke kann — da die Dotierung der Emitter nicht von der Zelldicke abhängt — nur durch die sich einstellenden Ladungsträgerdichten erklärt werden.

	Zelldicke [ $\mu m$ ]	50	250
$n$ [ $\frac{10^{19}}{cm^3}$ ]	FE	3.858	3.838
	CE	4.370	4.382
$p$ [ $\frac{10^{12}}{cm^3}$ ]	FE	9.0	22.2
	CE	7.8	7.1
$n^2p$ [ $\frac{10^{52}}{cm^9}$ ]	FE	1.35	3.27
	CE	1.50	1.36
$\sum n^2p$ [ $\frac{10^{52}}{cm^9}$ ]	FE+CE	2.85	4.63

**Tabelle 4.7:** Oberer Tabellenteil: Minoritäts- bzw. Majoritätsladungsträgerdichten im *floating* Emitter (FE) und kontaktierten Emitter (CE).

Unterer Tabellenteil:  $n^2p$ -Term des *floating* Emitters und des kontaktierten Emitters, sowie die Summe beider Terme ( $\sum n^2p$ ). Man beachte die unterschiedlichen Skalierungen der jeweiligen Größen.

In Tabelle 4.7 sind die am MPP gemittelten Minoritäts- und Majoritätsladungsträgerdichten im *floating* Emitter (FE) bzw. im kontaktierten Emitter (CE) für die Zelldicken  $50$  und  $250 \mu m$  aufgelistet.

<sup>9</sup> $L_{bulk}/Zelldicke$  ist für die betrachteten Zelldicken immer  $> 4$ .

Die Augerrekombination berechnet sich aus

$$\begin{aligned} R_{auger,n} &= C_n(n^2p - n_{i,eff}^2) \\ R_{auger,p} &= C_p(p^2n - n_{i,eff}^2) \end{aligned}$$

mit  $R_{auger,n/p}$ : Augerrekombinationsrate der Elektronen/Löcher,  $C_{n/p}$ : Auger-Koeffizient der Elektronen/Löcher und der effektiven intrinsischen Ladungsträgerdichte  $n_{i,eff}$ . Maßgebend für die Augerrekombination in beiden Emittern ist somit der  $n^2p$ -Term, der ebenfalls in Tabelle 4.7 angegeben ist. Man sieht, dass  $n^2p$  im kontaktierten Emitter mit steigender Zelldicke leicht sinkt, wohingegen der Term im *floating* Emitter stark ansteigt, so dass die Summe  $\sum n^2p$  mit der Zelldicke ansteigt und damit auch der Augerrekombinationsstrom. Die entscheidende Größe für die Veränderung von  $\sum n^2p$  ist die Löcherdichte im *floating* Emitter, die bei Dickenänderung von 50 auf 250  $\mu\text{m}$  von  $9.0 \times 10^{12} \text{ cm}^{-3}$  auf  $22.2 \times 10^{12} \text{ cm}^{-3}$  steigt. Bei der dicken *industrial RCC* sind somit mehr Minoritäten im *floating* Emitter vorhanden, so dass eine höhere Augerrekombinationsrate möglich ist.

Die höhere Löcherdichte im *floating* Emitter bei dicken Zellen kann durch den Strom, der vom *floating* Emitter in die Basis fließt, erklärt werden (s. Abschnitt 2.2.1):

$$J_{0B} = q \frac{D_e}{L_e} \frac{n_i^2}{N_A} \frac{S_n L_e / D_e \cosh(y/L_e) + \sinh(y/L_e)}{S_n L_e / D_e \sinh(y/L_e) + \cosh(y/L_e)} \quad (4.2)$$

mit  $J_{0B}$ : Dunkelsättigungsstrom aus dem Emitter in die Basis,  $D_e$ : Diffusionskonstante der Elektronen in der Basis,  $L_e$ : Diffusionslänge der Elektronen in der Basis,  $n_i$ : intrinsische Dichte,  $S_n$ : Oberflächenrekombinationsgeschwindigkeit der Rückseite für Elektronen,  $y$ : Zelldicke. Mit den in der Simulation verwendeten Parametern ergibt sich für die zwei Zelldicken:

$$\begin{aligned} y = 50 \mu\text{m} &\Rightarrow J_{0B} = 7 \times 10^{-12} \frac{\text{A}}{\text{cm}^2} \\ y = 250 \mu\text{m} &\Rightarrow J_{0B} = 1.5 \times 10^{-12} \frac{\text{A}}{\text{cm}^2}. \end{aligned}$$

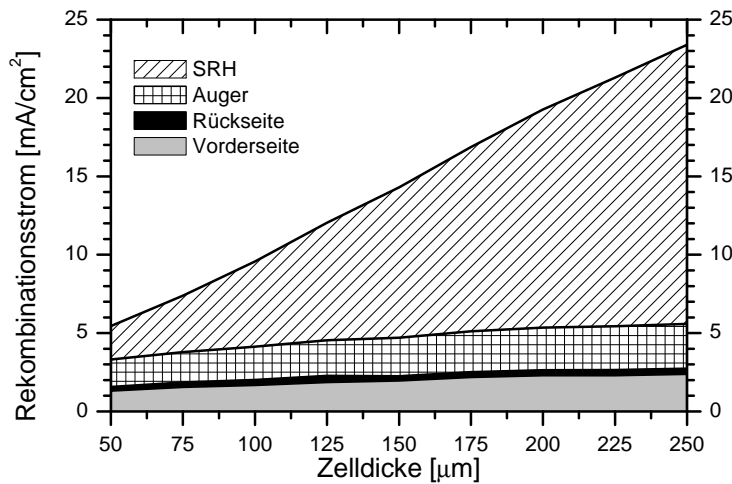
Dies bedeutet, dass bei der dickeren *industrial RCC* ein um einen Faktor 4.5 geringerer Strom zur Rückseite fließt und daher die Ladungsträgerdichte im Emitter und damit der Augerrekombinationsstrom sowie der Vorderseitenrekombinationsstrom bei der dicken Zelle höher ist.

$J_{0B}$  darf allerdings nicht, wie bei konventionellen Solarzellen, als Maß für die Rekombination in der Basis angesehen werden. Da bei der *RCC* die Minoritätsladungsträger auf der Rückseite eingesammelt werden, gibt es somit an der Rückseite eine Senke für die Elektronen, welche zum Strom der Zelle beiträgt und zusätzlich rekombinationsaktive Oberflächen wie z.B. das Gap und der  $p$ -Kontakt. Für die Erklärung der unterschiedlichen Ladungsträgerdichten im (nicht kontaktierten) Vorderseitenemitter ist die obige Berechnung jedoch anwendbar.

### Industrial RCC, $L_{bulk} = 200 \mu\text{m}$ (Cz-Silizium)

Die berechneten Rekombinationsströme für die *industrial RCC* mit  $L_{bulk} = 200 \mu\text{m}$  sind in Abbildung 4.11 dargestellt. Aufgrund des schlechten  $\frac{L_{bulk}}{\text{Zelldicke}}$  Verhältnisses (0.8 für 250  $\mu\text{m}$  Zelldicke) ist die SRH-Rekombination in der Basis die dominierende Rekombination, deren Anteil bei abnehmender Zelldicke aufgrund des abnehmenden Volumens der Zelle sinkt. Die SRH-Rekombination stellt bei 250  $\mu\text{m}$  Zelldicke 76 % der Gesamtrekombination, bei 50  $\mu\text{m}$  Zelldicke

( $\frac{L_{bulk}}{Zelldicke} = 4$ ) nur noch 40 %. Bei der dünnsten betrachteten Dicke entfällt ein Drittel der Gesamtrekombination auf die Augerrekombination. Die Rekombinationsstromdichten aus Auger- und Oberflächenrekombination an der Vorderseite sinken mit abnehmender Zelldicke aufgrund der abnehmenden Ladungsträgerdichte im *floating* Emitter (siehe vorherigen Abschnitt). Der Wirkungsgrad der *industrial RCC* auf Cz-Silizium wird für Zelldicken größer  $100 \mu m$  im Wesentlichen von der SRH-Rekombination im Volumen begrenzt.



**Abbildung 4.11:** Rekombinationsstromdichten der *industrial RCC* mit  $L_{bulk} = 200 \mu m$  am MPP in Abhängigkeit der Zelldicke.

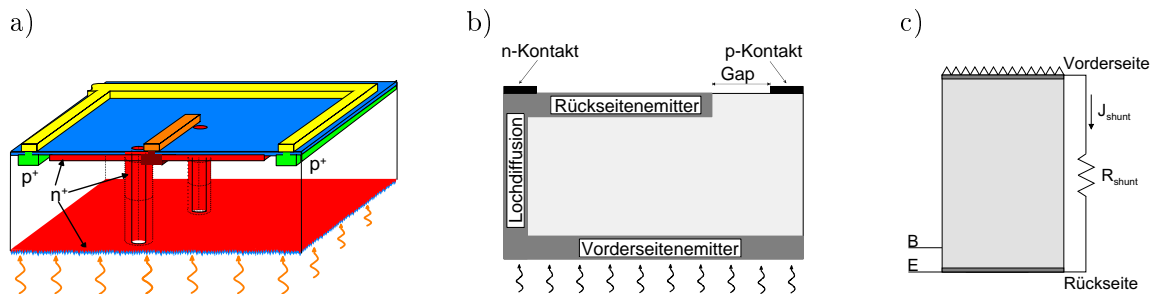
Die simulierten Hellkennlinienparameter für die *industrial RCC* in Abhängigkeit der Zelldicke und der Volumendiffusionslänge sind im Vergleich mit den Hellkennlinienparametern der *EWT* Solarzelle in Abschnitt 4.4 zu finden.

### 4.3 Die Emitter Wrap-Through Solarzelle

Wie in Abschnitt 4.1 erwähnt, wurden am Fraunhofer ISE hocheffiziente *EWT* Solarzellen entwickelt. In diesem Kapitel werden hocheffiziente und industrierelevante *EWT* Solarzellen analysiert und die wesentlichen Verlustmechanismen quantitativ untersucht. Ein Schwerpunkt liegt hierbei in der Analyse des Serienwiderstandes der *EWT* Solarzelle, der Emitterdiffusion, welche den Vorder- und Rückseitenemitter verbindet, den Füllfaktor und damit den Wirkungsgrad der Solarzelle signifikant beeinflusst. Im letzten Abschnitt dieses Kapitels werden analog zur Rekombinationsanalyse der *RCC* die einzelnen Rekombinationsstromdichten der *industrial EWT* in Abhängigkeit der Zelldicke bestimmt.

#### 4.3.1 Aufbau der *industrial* und *high- $\eta$* *EWT* Solarzelle

Die Struktur einer hocheffizienten *EWT* Solarzelle (*high- $\eta$  EWT*) ist in Abbildung 4.12 a) mit der beleuchteten Seite unten dargestellt. Der Emitter an der Vorderseite ist mit dem kontaktierten Emitter an der Rückseite durch Löcher in der Solarzelle verbunden. Die Löcher sind entlang der *n*-Finger abwechselnd rechts und links vom *n*-Finger angeordnet (da ihr Durchmesser größer als die Breite der Finger ist) und besitzen ebenfalls eine  $n^+$ -Diffusion in der die Elektronen als Majoritäten von der Vorderseite zum kontaktierten Emitter gelangen können. Der Vorderseitenemitter ist somit im Unterschied zur *RCC* kein *floating* Emitter<sup>10</sup>, sondern dient –wie der Rückseitenemitter– zum Einsammeln von Ladungsträgern und deren Transport zum *n*-Kontakt.



**Abbildung 4.12:** a) Aufbau einer hocheffizienten *EWT* Solarzelle. Die Rückseite der Zelle ist in dieser Abbildung oben dargestellt. Emitter in den Löchern der Solarzelle verbinden den Vorderseitenemitter mit dem kontaktierten Emitter auf der Zellrückseite.

b) Symmetrieelement zur Simulation der *EWT* Solarzelle in zwei Dimensionen. Auch hier ist die Rückseite oben abgebildet.

c) Eindimensionales PC1D-Modell einer *EWT* Solarzelle. Der Emitter auf der Zellvorderseite (oben) ist mit dem Rückseitenemitter über einen externen Widerstand,  $R_{shunt}$ , verbunden. Dieser modelliert die Lochdiffusion der realen *EWT* Solarzelle. Der Baskontakt (*B*) befindet sich wenige  $\mu\text{m}$  über der Rückseite mit dem Emitterkontakt (*E*).

Eine *high- $\eta$  EWT* Solarzelle hat lokale Hochdotierungen unter dem *n*- und *p*-Finger zur Reduktion des Kontaktwiderstandes und der Rekombination an den Kontaktflächen. Analog zur *high- $\eta$  RCC* ist die Vorderseite mit statistischen Pyramiden texturiert und zur Passivierung sowie zur besseren Lichteinkopplung mit einer  $\text{SiO}_2$ -Schicht bedeckt. Die Löcher im Siliziumwafer werden mit einem NdYag-Laser erzeugt. Die Rückseite der *high- $\eta$*  Solarzelle ist plan und ebenfalls mit einer  $\text{SiO}_2$ -Schicht passiviert. Weitere Informationen zur Herstellung von *high- $\eta$  EWT* Solarzellen finden sich in [KRO<sup>+</sup>01].

<sup>10</sup>Der *floating* Emitter der *RCC* dient im Wesentlichen zur besseren elektrischen Passivierung der Vorderseite.

Wie schon bei der *RCC*-Struktur wird auch in diesem Abschnitt die *high- $\eta$  EWT* mit einer industrierelevanten („*industrial<sup>e</sup>*“) *EWT* Solarzelle verglichen. Die Parameter werden analog zu Tabelle 4.1 auf Seite 85 gewählt. Bei einer *industrial EWT*-Solarzelle entfällt — wie bei der *industrial RCC* — die Hochdotierung unter dem *n*-Finger. Außerdem befinden sich die Löcher direkt unter dem *n*-Finger, wodurch eine teilweise Metallisierung in den Löchern erfolgt, da beim Siebdrucken die Metallpaste ca.  $25\ \mu\text{m}$  in die Löcher eindringt.

Zusätzlich zu den Parametern in Tabelle 4.1 werden bei den Simulationen in zwei Dimensionen noch die Parameter für die Löcherdiffusion aus Tabelle 4.8 benutzt. Die jeweiligen Emitter werden auch als Löcherdiffusion übernommen, allerdings werden an der Siliziumoberfläche im Loch wesentlich höhere Oberflächenrekombinationsgeschwindigkeiten,  $S_{hole}$ , angenommen. Dies ist durch die raue Oberfläche in diesem Bereich bedingt. Bei der *high- $\eta$  EWT* Solarzelle geht man von einer durch Rückätzen teilweise entfernten geschädigten Schicht aus, dagegen wird bei der *industrial EWT* Solarzelle auf diesen Schritt verzichtet, so dass eine maximal geschädigte Oberfläche angenommen wird<sup>11</sup>.

Parameter	Standard-Wert	
	<i>industrial EWT</i>	<i>high-<math>\eta</math> EWT</i>
Emitter $n^+$	Error-Funktion	Gauß-Funktion
Oberflächenkonzentration [ $\text{cm}^{-3}$ ]	$2.0 \times 10^{20}$	$2.5 \times 10^{18}$
Tiefe [ $\mu\text{m}$ ]	0.4	1.5
$S_{hole}$ [ $\text{cm s}^{-1}$ ]	$1 \times 10^6$	$5 \times 10^3$
Kontakt im Loch	ja	nein
Höhe [ $\mu\text{m}$ ]	25	–

**Tabelle 4.8:** Standardwerte für die Simulationsparameter der Löcherdiffusion einer Industrial- und *high- $\eta$  EWT* Solarzelle. Die restlichen Parameter werden wie in Tabelle 4.1 angegeben gewählt.

### Beurteilung der Simulationsmodelle für die *EWT*-Struktur

Die Simulationen für die quantitative Analyse der *EWT*-Struktur wurden mit *DESSIS* in zwei Dimensionen durchgeführt. Eine dreidimensionale Simulation der *EWT*-Struktur würde einen wesentlich größeren Rechenaufwand bedeuten, da sowohl Rechendauer als auch der benötigte Speicher stärker als linear mit der Anzahl der Diskretisierungspunkte steigen. Darüber hinaus konvergiert der Lösungsalgorithmus für die Halbleitergleichungen in drei Dimensionen (s. Abschnitt 2.2) weniger stabil als in zwei Dimensionen, so dass Parametervariationen u.U. mit für jeden Parametersatz angepassten numerischen Parametern simuliert werden müssen.

Das zweidimensionale Simulationsmodell für die *EWT*-Struktur ist in Abbildung 4.12 b) dargestellt. Die Verbindung von Vorder- und Rückseitenemitter ist über die „Lochdiffusion“ am linken Rand modelliert. In zwei Dimensionen bieten sich zwei Modellierungen der *EWT*-Struktur an:

**A: Spiegelsymmetrie;** Erweitert man das Symmetrieelement in die dritte Dimension (in die Papierebene hinein), so ergibt sich eine Solarzelle mit dotierten „Emitterwänden“ anstelle

<sup>11</sup>Die Ladungsträger rekombinieren mit der durch die thermische Geschwindigkeit begrenzten Oberflächenrekombinationsgeschwindigkeit  $1 \times 10^6\ \text{cm s}^{-1}$

der Löcher. Dies entspricht der üblichen Spiegelsymmetrie für Simulationen in zwei Dimensionen (s. Abschnitt 2.2). Die einzelnen Symmetrieelemente sind auf der Seite der „Lochdiffusion“ elektrisch voneinander getrennt, das Simulationsmodell geht demnach von einzelnen *EWT* Streifen mit

$$\text{Streifenbreite} = 2 \text{ (Fingerabstand } n \leftrightarrow p)$$

aus, die am Rand eine „Lochdiffusion“ besitzen.

**B: Zylindersymmetrie;** Ein Alternative ist die Simulation des Symmetrieelementes in Zylindersymmetrie, wobei die Symmetrieachse identisch mit dem linken Rand des dargestellten Symmetrieelementes zu wählen wäre. In diesem Fall ergibt sich eine korrekte Beschreibung der Emitterdiffusion im Loch, allerdings wäre der *p*-Kontakt als Ring um das Loch modelliert mit

$$\text{Radius } p\text{-Kontakttring} = (\text{Fingerabstand } n \leftrightarrow p).$$

Modell A beschreibt die Flächenverhältnisse der Vorder- und Rückseitenemitter sowie des Gaps und der *n*- und *p*-Kontakte korrekt. Fehlerhaft ist die Beschreibung beim Leitungswiderstand der Lochdiffusion<sup>12</sup> und der Entfernung der Minoritätsladungsträger in der Basis von der Lochdiffusion.

Modell B beschreibt die Lochdiffusion korrekt, jedoch sind die Flächen der Emitter, des Gaps und der Kontakte fehlerhaft modelliert.

Die wesentlichen Rekombinationseffekte sind jedoch aufgrund der Diffusion der Minoritätsladungsträger in der Basis zu Gap und *p*-Kontakt oder zu den Vorder- und Rückseitenemittern zu erwarten. Daher wurde Modell A für die Simulationen gewählt. Bei der Interpretation der Simulationsergebnisse bzw. der Wahl der Eingabeparameter sind folgende Effekte zu berücksichtigen:

- $J_{sc}$  wird zu hoch berechnet, da die Einsammelwahrscheinlichkeit der durchgängigen Emitterwand größer ist als bei einem Emitter im Loch, der lokalisiert und vom nächsten Emitter im Loch einen Lochabstand entfernt ist.
- Der ohmsche Widerstand der Emitterwand ist wesentlich geringer als der Widerstand in einem Loch. Dadurch wird der Füllfaktor überbewertet. Dieser Effekt lässt sich durch eine Anpassung des Schichtwiderstandes der Lochdiffusion korrigieren.
- Die rekombinierende Oberfläche an der Emitterwand ist größer als in dem Loch der realen Zelle. Dadurch muss in der Simulation die Rekombinationsgeschwindigkeit am Rand,  $S_{hole}$ , angepasst werden.

Die Anpassung des Schichtwiderstandes lässt sich über die Forderung nach identischen Serienwiderständen der Lochdiffusion in realer Zelle und zweidimensionalem Symmetrieelement ausdrücken:

$$R_{loch}^{3D} = \frac{\varrho_{schicht,loch}^{3D} t}{2\pi r_{loch}} \stackrel{!}{=} \frac{\varrho_{schicht,loch}^{2D} t}{d_{loch}} = R_{loch}^{2D}. \quad (4.3)$$

Für einen Lochabstand,  $d_{loch}$ , von 1100  $\mu m$  und einen Lochradius,  $r_{loch}$ , von 25  $\mu m$  erhält man

$$\varrho_{schicht,loch}^{2D} \approx 7 \times \varrho_{schicht,loch}^{3D}. \quad (4.4)$$

<sup>12</sup>Es werden mit den „Emitterwänden“ wesentlich größere vertikal dotierte Flächen simuliert als in der realen Zelle vorhanden sind.

Für  $\varrho_{schicht,loch}^{2D}$  ergibt sich mit den Daten aus Tabelle 4.8 ein Wert von  $357 \Omega/\square$ . Dieser Schichtwiderstand wurde durch eine Oberflächenkonzentration von  $5 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$  bei einer Tiefe des  $pn$ -Übergangs von  $0.2 \mu\text{m}$  in die Simulation übernommen.

Die Anpassung von  $S_{hole}$  wurde über eine Simulation in einer Dimension mit PC1D durchgeführt, analog zur Bestimmung von  $S_{eff}$  auf Seite 86. Als Simulationsmodell wurde eine *industrial RCC* (s. Tabelle 4.1) gewählt, deren Vorderseitenemitter zunächst gemäß den Eingabeparametern der Lochdiffusion in Tabelle 4.8 gewählt wurden. Ebenso wurde die Oberflächenrekombinationsgeschwindigkeit an der Vorderseite gemäß  $S_{hole}$  gewählt. Die sich ergebende Leerlaufspannung wurde anschließend mit dem im vorherigen Absatz gewählten Emitter durch Variation der Vorderseitenrekombination wieder eingestellt. Es ergab sich für die *industrial EWT*  $S_{hole, 2D} = 1.9 \times 10^5 \text{ cm s}^{-1}$ .

Für die Untersuchung des Einflusses des Serienwiderstandes der Lochdiffusion wurden auch Simulationen mit einem eindimensionalen Modell mit PC1D durchgeführt. Das verwendete Modell ist in Abbildung 4.12 c) dargestellt. Bei einem eindimensionalen Modell können Vorder- und Rückseitenemitter nur über einen externen Widerstand,  $R_{shunt}$ , verbunden werden. Somit können die Rekombinationseigenschaften der Lochdiffusion sowohl aufgrund der Auger- als auch aufgrund der Oberflächenrekombination an der Lochoberfläche nicht modelliert werden. Ebenso kann die räumliche Anordnung der Rückseitenkontakte im Modell nicht wiedergegeben werden. Das eindimensionale Modell ermöglicht jedoch einen schnellen qualitativen Überblick über den Einfluss des Serienwiderstandes der Lochdiffusion. Der Wert von  $R_{shunt}$  lässt sich über Formel 4.5 bestimmen,

$$R_{shunt} = \varrho_{schicht,emitter,loch} \times \frac{\text{Zelldicke}}{2\pi r_{loch}} \quad (4.5)$$

mit dem Lochradius  $r_{loch}$  und dem Schichtwiderstand des hypothetischen Emitters im Loch des 1D-EWT Modells  $\varrho_{schicht,emitter,loch}$ .

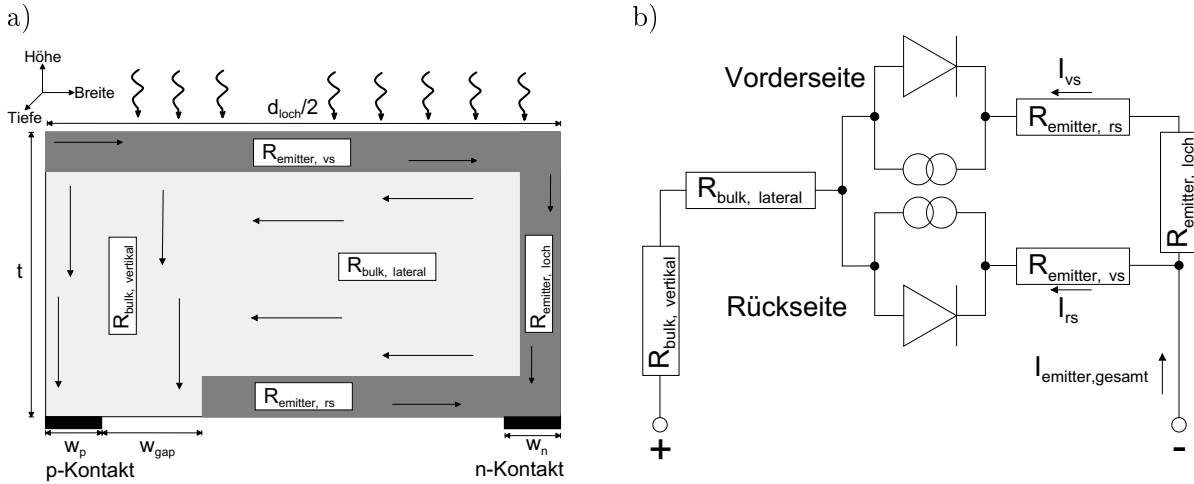
### 4.3.2 Serienwiderstandsanalyse

In diesem Abschnitt wird der Einfluss des Serienwiderstandes der Lochdiffusion auf die Hellkennlinienparameter der *industrial EWT* Solarzelle in Abhängigkeit der Zelldicke analysiert. Hierzu werden drei Modelle benutzt:

- Ein analytisches Modell für die Serienwiderstandsverluste in der *EWT*-Struktur ermöglicht einen qualitativen Vergleich der einzelnen Beiträge zum Gesamtserienwiderstand.
- Die eindimensionale Simulation zeigt den qualitativen Einfluss des Serienwiderstandes der Lochdiffusion bei Beleuchtung von Vorder- und Rückseite.
- Mit der zweidimensionalen Modellierung kann quantitativ der Einfluss verschieden starker Lochdiffusionen auf die Hellkennlinienparameter analysiert werden.

#### Analytische Berechnung des Halbleiterserienwiderstandes

Bei der analytischen Beschreibung der Serienwiderstände einer *EWT*-Struktur werden die Majoritätsladungsträgerströme in fünf Zellbereichen modelliert. Abbildung 4.13 zeigt die Unterteilung der einzelnen Bereiche (a) und das dazugehörige Ersatzschaltbild (b). Folgende Annahmen sind



**Abbildung 4.13:** a) Majoritätsladungsträgerströme für das analytische Serienwiderstandsmodell der *EWT*-Struktur.

b) Ersatzschaltbild für die in Abbildung a) dargestellten Majoritätsladungsträgerströme. Der *pn*-Übergang an Vorder- und Rückseite ist durch jeweils eine Diode mit Stromquelle dargestellt.

für diese Aufteilung notwendig:

- Der Majoritätsladungsträgerstrom im Volumen über dem Emitter auf der Zellrückseite ist rein *lateral*.
- Der Majoritätsladungsträgerstrom im Volumen über dem Gap und p-Kontakt ist rein *vertikal*.

Die den beiden Bereichen zugeordneten Serienwiderstände  $R_{bulk,lateral}$  und  $R_{bulk,vertikal}$  sind, seriell verschaltet (siehe Abbildung 4.13 b), mit dem p-Kontakt verbunden. Daraus ergibt sich für den Gesamtserienwiderstand im Volumen:

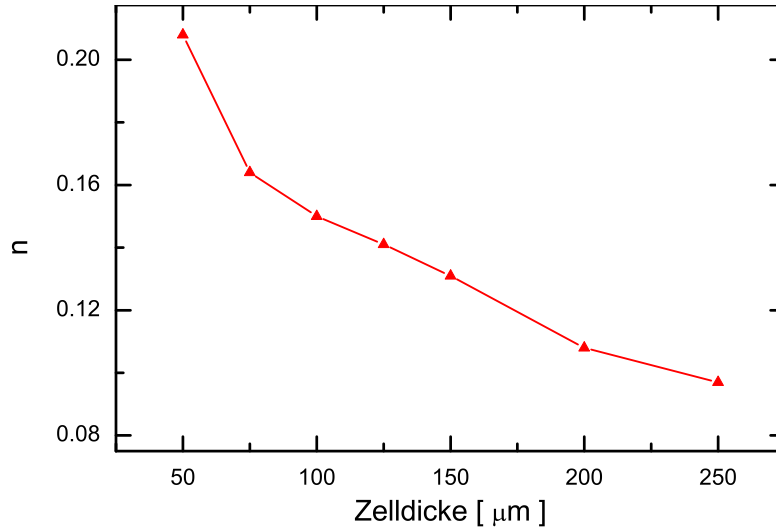
$$R_{bulk,gesamt} = R_{bulk,lateral} + R_{bulk,vertikal}. \quad (4.6)$$

Der Anteil am Serienwiderstand aufgrund der Emitterschichtwiderstände wird durch  $R_{emitter,rs}$ ,  $R_{emitter,vs}$  und  $R_{emitter,loch}$  beschrieben. Der an der Vorderseite gesammelte Strom muss über  $R_{emitter,loch}$  zum n-Kontakt gelangen, wohingegen der Strom des Rückseitenemitters nur den Leitungswiderstand  $R_{emitter,rs}$  sieht. Für eine Auswertung ist daher die Aufteilung des Gesamtstromes in an der Vorderseite ( $I_{vs}$ ) oder Rückseite ( $I_{rs}$ ) gesammelten Stromes wichtig:

$$\begin{aligned} I_{emitter,gesamt} &= I_{vs} + I_{rs} \\ &\stackrel{\text{def}}{=} (1-n) I_{emitter,gesamt} + n I_{emitter,gesamt} \end{aligned} \quad (4.7)$$

Die Aufteilung der Ströme wird durch den Skalierungsfaktor  $n$ ,  $n \in [0, 1]$  definiert, dessen Berechnung mittels PC1D im nächsten Abschnitt erläutert wird.

Der Skalierungsfaktor  $n$  wurde in Abhängigkeit der Zelldicke mit dem eindimensionalen Modell (Abbildung 4.12 c) bestimmt. Das Ergebnis ist in Abbildung 4.14 dargestellt. Mit diesen Werten und den Parametern aus Tabelle 4.9 wurden die einzelnen Beiträge zum Serienwiderstand der *EWT*-Struktur in Abhängigkeit der Zelldicke berechnet.



**Abbildung 4.14:** Verlauf des Skalierungsfaktors  $n$  in Abhängigkeit der Zelldicke. Der Skalierungsfaktor  $n$  entspricht dem Anteil des im Rückseitenemitter gesammelten Anteils am Gesamtstrom.

Die einzelnen Serienwiderstände wurden nach der etablierten Methode für verteilte Serienwiderstände bei kontinuierlichem Stromzuwachs berechnet (siehe z.B. [Gre86], [GVK94]). Es ergibt sich:

$$R_{bulk,lateral} = \frac{\varrho_{Si} w_{emitter,rs}^2}{3t} \quad (4.8)$$

$$R_{bulk,vertikal} = \frac{\varrho_{Si} t^2}{3(w_{gap} + w_p)} \quad (4.9)$$

$$R_{emitter,rs} = \frac{\varrho_{schicht,emitter,rs} (w_{emitter,rs} - w_n)^2}{3}. \quad (4.10)$$

Für die Berechnung des Serienwiderstands des Vorderseitenemitters wird der Einzugsbereich einer Lochdiffusion als Kreis angenähert. Analog zur in [HS80] vorgestellten Berechnung erhält man

$$R_{emitter,vs} = \frac{\varrho_{schicht,emitter,vs}}{2\pi} \left( \ln \frac{d_{loch}}{\sqrt{\pi} r_{loch}} - \frac{3}{4} \right) (d_{loch}^2 - \pi r_{loch}^2). \quad (4.11)$$

Der Serienwiderstand der Lochdiffusion wird unter Vernachlässigung der Stromsammlung berechnet, da der wesentliche Beitrag zum Gesamtserienwiderstand aufgrund der Stromleitung vom Vorderseitenemitter zum  $n$ -Kontakt zu erwarten ist:

$$R_{emitter,loch} = \frac{\varrho_{schicht,emitter,loch} t}{2\pi r_{loch}} (d_{loch}^2 - \pi r_{loch}^2). \quad (4.12)$$

Für die Berechnung des Serienwiderstandes aufgrund der Emitterschichtwiderstände muss noch die Aufteilung in an Vorder- und Rückseite gesammelten Strom berücksichtigt werden. Mit dem in Gleichung 4.7 eingeführten Skalierungsfaktor ergibt sich für die gesamte Verlustleistung aufgrund der Emitterserienwiderstände

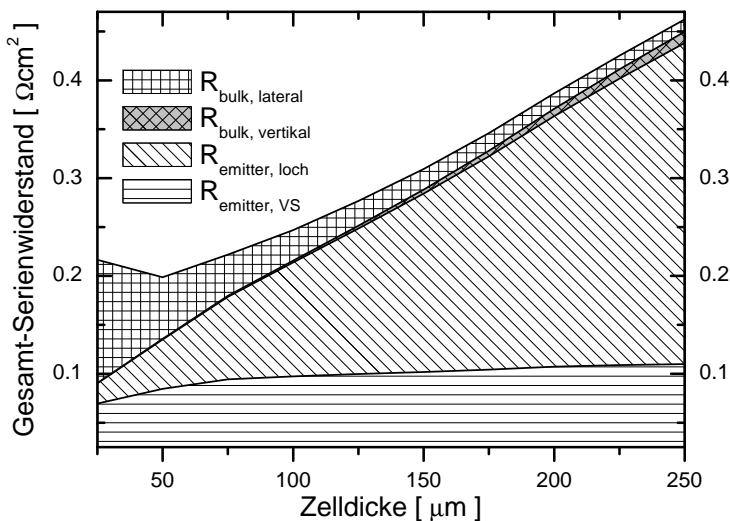
$$P_{emitter,verlust} = I_{emitter,gesamt}^2 [(1-n)^2 (R_{emitter,vs} + R_{emitter,loch}) + n^2 R_{emitter,rs}], \quad (4.13)$$

d.h. die Beiträge von  $R_{emitter,vs}$  und  $R_{emitter,loch}$  sind mit  $(1-n)^2$  zu skalieren, der Beitrag von  $R_{emitter,rs}$  mit  $n^2$ .

Das Ergebnis der analytischen Berechnung ist in Abbildung 4.15 dargestellt. Für Zelldicken größer  $100 \mu\text{m}$  dominiert der Serienwiderstandsanteil aufgrund der Lochdiffusion, bei  $250 \mu\text{m}$  stellt die Lochdiffusion 63% am Gesamthalbleiterwiderstand und nimmt linear mit der Zelldicke ab.  $R_{emitter,vs}$  nimmt mit abnehmender Zelldicke leicht ab, da der Anteil des an der Vorderseite gesammelten Stromes ebenfalls abnimmt (Abbildung 4.14).  $R_{bulk,vertikal}$  steigt — wie zu erwarten — mit zunehmender Zelldicke, ist jedoch klein im Vergleich zu den anderen Anteilen. Auffällig ist das Verhalten von  $R_{bulk,lateral}$ : Für Zelldicken größer  $100 \mu\text{m}$  ist der Serienwiderstandsanteil aufgrund des Querleitungswiderstandes in der Basis klein gegenüber des Gesamthalbleiterserienwiderstandes. Für dünne Zellen steigt  $R_{bulk,lateral}$  jedoch stark an und stellt unter  $50 \mu\text{m}$  den größten Anteil am Halbleiterserienwiderstand dar. Dies bedeutet, dass bei sehr dünnen *industrial EWT* Solarzellen entweder der Abstand der *p*-Kontakte verringert oder Material mit geringerer Ohmigkeit verwendet werden sollte.

Parameter	Wert
$d_{loch}$	$1000 \mu\text{m}$
$r_{loch}$	$25 \mu\text{m}$
$w_{gap}$	$150 \mu\text{m}$
$w_{n/p}$	$75 \mu\text{m}$
$\rho_{Si}$	$1.25 \Omega\text{cm}$
$\rho_{schicht,emitter,vs/rs}$	$50 \Omega/\square$
$\rho_{schicht,loch}$	$50 \Omega/\square$

**Tabelle 4.9:** Werte der Parameter zur analytischen Berechnung des Halbleiterserienwiderstandes bei Variation der Zelldicke.



**Abbildung 4.15:** Analytisch berechnete Serienwiderstandsanteile für die *industrial EWT* in Abhängigkeit der Zelldicke. Der Serienwiderstandsanteil aufgrund des Schichtwiderstandes des Rückseitenemitters,  $R_{emitter,rs}$  ist zwei Größenordnungen kleiner als die anderen Anteile und daher nicht dargestellt.

### Variation des Emitterschichtwiderstandes der Lochdiffusion

Die Analyse des letzten Abschnittes zeigte, dass für Zelldicken größer  $100 \mu\text{m}$  der Serienwiderstand der Lochdiffusion einen signifikanten Einfluss auf den Füllfaktor der *industrial EWT* hat. Somit hängt der Wirkungsgrad maßgeblich von der Qualität der Lochdiffusion ab. In diesem

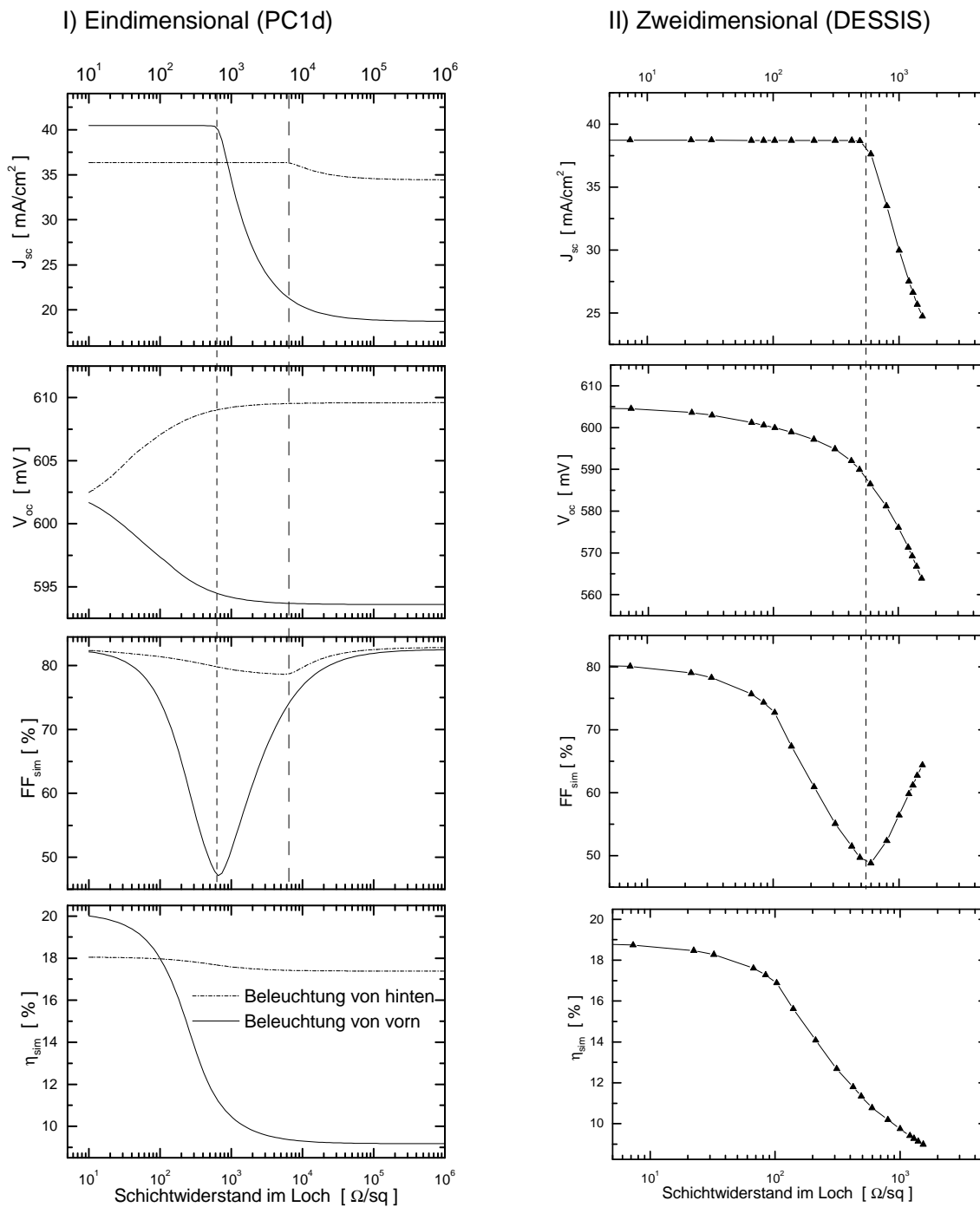
Kapitel wird die Qualität der Lochdiffusion über den Schichtwiderstand  $\varrho_{\text{schicht,emitter,loch}}$  definiert. Der Einfluss von  $\varrho_{\text{schicht,emitter,loch}}$  wird mittels ein- und zweidimensionaler Simulation analysiert. Die eindimensionale Simulation mittels PC1D ist sowohl im Konvergenzverhalten als auch in der Rechendauer unkritisch und erlaubt daher eine große Anzahl der variierten Parameter. Die zweidimensionale Simulation mit DESSIS dient als quantitative Referenz. Bei allen Rechnungen ist eine Zelldicke von  $250 \mu\text{m}$  angenommen worden sowie die „*industrial*“ Parameter aus den Tabellen 4.1 (Seite 85) und 4.8 (Seite 103). Die Veränderung des Schichtwiderstandes der Lochdiffusion wurde im eindimensionalen Modell durch die Wahl des Widerstandes  $R_{\text{shunt}}$  (siehe Abbildung 4.12 c) vorgenommen. Im zweidimensionalen Modell wurden Oberflächenkonzentration und Tiefe der Lochdiffusion gleichzeitig verringert („shiften“ des Dotierprofils), so dass sich auch der Schichtwiderstand verringerte. Um die Vergleichbarkeit der Schichtwiderstände im ein- und zweidimensionalen Modell zu gewährleisten wurde  $\varrho_{\text{schicht,emitter,loch}}$  der zweidimensionalen Simulation mit Gleichung 4.4 skaliert.

Abbildung 4.16 zeigt das Ergebnis der Simulationen. Bei der eindimensionalen Simulation (Spalte I) wurde sowohl Beleuchtung von vorne (durchgezogene Linien) als auch von der (planen) Rückseite (gestrichelte Linien) modelliert. Die vertikalen gestrichelten Linien geben den Schichtwiderstand an, bei dem sich für den Füllfaktor ein Minimum ergab.

Qualitativ zeigen beide Simulationen den gleichen Verlauf, quantitativ zeigen sich vor allem bei der Offenklemmspannung Unterschiede. Bei der eindimensionalen Simulation kann der Schichtwiderstand der Lochdiffusion als Maß für den Übergang von der *EWT*- zur *RCC*-Struktur interpretiert werden: Für kleine  $\varrho_{\text{schicht,emitter,loch}}$  sammelt die Solarzelle uneingeschränkt von beiden Oberflächen (ideale *EWT*-Struktur), für den Grenzfall eines sehr großen  $\varrho_{\text{schicht,emitter,loch}}$  ist nur noch der Rückseitenemitter kontaktiert (*RCC*-Struktur). Im zweidimensionalen Modell trifft dies nicht zu, da für sehr große Schichtwiderstände der Lochdiffusion zusätzlich die Rekombination an den Lochwänden auftritt und daher die *EWT*-Solarzelle mit vernachlässigbarer Lochdiffusion eine wesentlich höhere Gesamtrekombination aufweist als eine äquivalente *RCC*. Für sehr kleine Schichtwiderstände, d.h. niedrige Dotierprofile, war die Konvergenz der zweidimensionalen Simulation zunehmend erschwert. Daher sind die unterschiedlichen Obergrenzen der *X*-Achse von Spalte I und II zu beachten. Im Folgenden wird der Verlauf der einzelnen Hellkennlinienparameter diskutiert.

### Kurzschlussstromdichte

Das simulierte  $J_{sc}$  ist bei einer von der Vorderseite beleuchteten *EWT*-Solarzelle unabhängig vom Schichtwiderstand der Lochdiffusion, sofern  $\varrho_{\text{schicht,emitter,loch}} < 500 \Omega/\square$ . Danach sinkt  $J_{sc}$  mit steigendem Schichtwiderstand ab, bis es bei  $\varrho_{\text{schicht,emitter,loch}} \approx 3 \times 10^4 \Omega/\square$  sättigt, da hier bereits von einer reinen *RCC* Struktur ausgegangen werden kann, d.h. die Stromsammmlung erfolgt nur noch über den Rückseitenemitter. Das abrupte Absinken von  $J_{sc}$  bei  $\varrho_{\text{schicht,emitter,loch}} \approx 500 \Omega/\square$  begründet sich analog zur  $J_{sc}$ -Begrenzung durch einen Serienwiderstand bei einer konventionellen Solarzelle (siehe auch Abschnitt 5.1.2): Moderate Serienwiderstände bewirken lediglich eine Verringerung des Füllfaktors, erst bei großen Werten wird  $J_{sc}$  reduziert. Dieses Verhalten ist bei der *EWT*-Solarzelle im Falle der Variation des Serienwiderstandes der Lochdiffusion überlagert mit der Stromsammmlung des Rückseitenemitters, die nicht durch  $\varrho_{\text{schicht,emitter,loch}}$  begrenzt wird. Bei der zweidimensionalen Simulation konnte die Sättigung von  $J_{sc}$  nicht erreicht werden. Der Wert für einen unendlich hohen Serienwiderstand lässt



**Abbildung 4.16:** Variation des Emitterschichtwiderstandes der Lochdiffusion. Die Simulation wurde in Spalte I) in einer und in Spalte II) in zwei Dimensionen durchgeführt (siehe Modell b) bzw. c) in Abbildung 4.12. In I) wurde sowohl Beleuchtung von der Vorder- als auch von der Rückseite simuliert, bei der zweidimensionalen Simulation (II) nur Beleuchtung von vorne.

sich jedoch aus Abbildung 4.23 bestimmen: Die Kurzschlussstromdichte einer *industrial RCC* mit einer Zelldicke von  $250 \mu\text{m}$  stellt einen Schätzwert für  $J_{sc}$  der *industrial EWT* Solarzelle bei einem unendlich hohen Schichtwiderstand der Lochdiffusion dar<sup>13</sup>. Dieser beträgt  $19 \text{ mA cm}^{-2}$

<sup>13</sup>Wie bereits in der Einleitung erwähnt, liegt dieser Wert etwas über dem einer *EWT* Solarzelle ohne Lochdiffusion, da die Rekombination an den Lochwänden nicht berücksichtigt ist.

und stimmt mit dem Wert aus der eindimensionalen Simulation überein.

Bei Beleuchtung von der planen Rückseite fällt zunächst das geringere  $J_{sc}$  bei kleinen  $\varrho_{schicht,emitter,loch}$  aufgrund der schlechteren Lichteinkopplung der planen Rückseite im Gegensatz zur texturierten Vorderseite auf. Die geringere Stromdichte ist der Grund, weshalb die Reduktion von  $J_{sc}$  durch den Füllfaktor erst bei höheren  $\varrho_{schicht,emitter,loch}$  einsetzt. Da die Hauptgeneration in diesem Fall am Rückseitenemitter stattfindet und der Vorderseitenemitter nur wenig zum Gesamtstrom beiträgt, fällt auch der Stromverlust durch große Schichtwiderstände der Lochdiffusion wesentlich geringer aus als bei Beleuchtung von der Vorderseite.

### Offenklemmspannung

Die Offenklemmspannung zeigt für Beleuchtung von Vorder- und Rückseite ein gegenläufiges Verhalten mit steigendem  $\varrho_{schicht,emitter,loch}$ . Dies lässt sich über die Potentialdifferenz zwischen Vorder- und Rückseitenemitter erklären: Bei Beleuchtung von der Vorderseite werden am Vorderseitenemitter wesentlich mehr Ladungsträger generiert, wodurch sich dieser auf einem höheren elektrostatischen Potential befindet als der Rückseitenemitter. Dies bedeutet, dass auch unter  $V_{oc}$ -Bedingungen (kein äußerer Stromfluss) Ladungsträger vom Vorderseiten- über die Lochdiffusion zum Rückseitenemitter fließen. Somit erhöht sich die Ladungsträgerdichte bei einer gegebenen Spannung im Rückseitenemitter im Vergleich zu einer  $RCC$ -Struktur. Je größer der Schichtwiderstand der Lochdiffusion, d.h. je stärker der Ladungsträgertransport von Vorder- zu Rückseitenemitter unterbunden wird, desto geringer die Erhöhung der Ladungsträgerdichte am Rückseitenemitter und damit desto kleiner  $V_{oc}$ . Das umgekehrte Verhalten zeigt sich bei der Beleuchtung von der Rückseite: Hier fließen bei kleinen  $\varrho_{schicht,emitter,loch}$  unter Offenklemmbedingungen Ladungsträger vom Rückseitenemitter (höhere Generationsrate) zum Vorderseitenemitter (geringere Generationsrate). Somit sinkt am Rückseitenemitter die Ladungsträgerdichte im Vergleich zur  $RCC$ -Struktur bei der der Rückseitenemitter nicht mit dem Vorderseitenemitter verbunden ist.  $V_{oc}$  der  $EWT$ -Struktur ist bei Beleuchtung von der Rückseite somit kleiner als bei der  $RCC$ -Struktur und steigt mit steigendem Schichtwiderstand der Lochdiffusion.

Die Offenklemmspannung zeigt in Spalte *I* und *II* qualitativ das gleiche Verhalten, sinkt jedoch bei der zweidimensionalen Simulation wesentlich stärker mit steigendem  $\varrho_{schicht,emitter,loch}$  ab. Dies liegt an der fehlenden Oberflächenrekombination an der Lochwand im eindimensionalen Modell. Im zweidimensionalen Modell, wie auch in der realen Zelle, ist die rekombinationsaktive Lochwand durch die Lochdiffusion abgeschirmt. Erniedrigt sich die Lochdiffusion, so verringert sich auch diese Abschirmung, und die Gesamtrekombination an den Lochwänden erhöht sich. Dies führt zu einem Sinken der Minoritätsladungsträgerdichte und damit auch zu einem Sinken von  $V_{oc}$  mit steigendem Schichtwiderstand, d.h. mit sinkender Dotierungshöhe der Lochdiffusion.

### Füllfaktor

Der Füllfaktor ( $FF$ ) zeigt ein ausgeprägtes Minimum bei  $\varrho_{schicht,emitter,loch} \approx 500 \Omega/\square$ . Zwischen 0 und  $500 \Omega/\square$  bewirkt der Anstieg von  $\varrho_{schicht,emitter,loch}$  einen Anstieg des Gesamtserienwiderstandes der  $EWT$ -Struktur — der  $FF$  sinkt. Ab diesem Punkt beginnt der Schichtwiderstand der Lochdiffusion  $J_{sc}$  zu begrenzen, d.h. der Strom, welcher durch die Lochdiffusion zur Rückseite fließt, wird kleiner. Somit nimmt auch der Leistungsverlust  $P_{Verlust} = R_{Shunt} I_{Shunt}$  (siehe Abbildung 4.12 c) ab und damit der Einfluss von  $\varrho_{schicht,emitter,loch}$  auf den Füllfaktor der gesamten

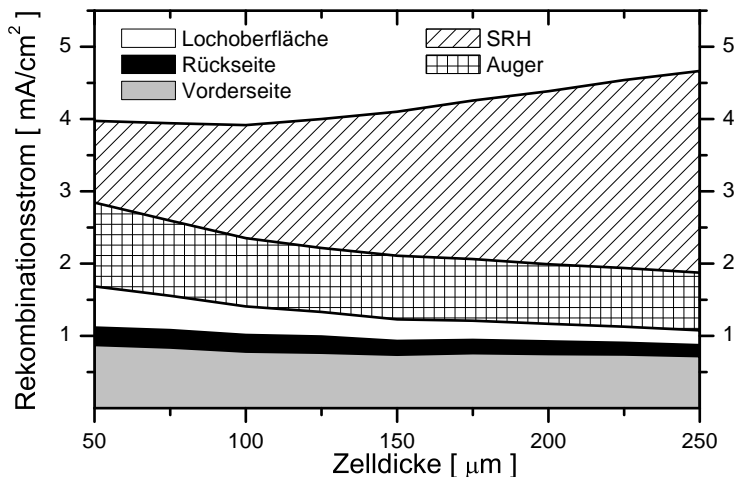
*EWT* Solarzelle. Je näher die *EWT*-Struktur sich der *RCC*-Struktur annähert, desto geringer der Einfluss des Serienwiderstandes der Lochdiffusion auf den Füllfaktor der gesamten Solarzelle. Bei Beleuchtung von der Rückseite tritt qualitativ der gleiche Effekt auf, der jedoch wesentlich schwächer ausgeprägt ist, da die Hauptgeneration am Rückseitenemitter stattfindet und damit  $J_{Shunt}$  klein ist gegenüber dem Gesamtstrom der Solarzelle.

### Wirkungsgrad

Entsprechend den Abhängigkeiten von  $J_{sc}$ ,  $V_{oc}$  und  $FF$  verhält sich der Wirkungsgrad ( $\eta \sim FF \cdot J_{sc} \cdot V_{oc}$ ). Für  $\rho_{schicht,emitter,loch} > 100 \Omega/\square$  beginnt die Abnahme im Füllfaktor den Wirkungsgrad zu reduzieren. Der anschließende Anstieg im Füllfaktor für  $\rho_{schicht,emitter,loch} > 500 \Omega/\square$  wird vom Abfall in  $J_{sc}$  zunächst überkompensiert, dann kompensiert, so dass  $\eta$  weiter sinkt und schließlich sättigt.

### 4.3.3 Rekombinationsanalyse

Analog zur Rekombinationsanalyse der *RCC* (Abschnitt 4.2.4) wurden die einzelnen Rekombinationsstromdichten der *industrial EWT* Solarzelle in Abhängigkeit der Zelldicke bestimmt, wobei die Rekombination an der Lochwand zusätzlich ausgewertet wurde. Abbildung 4.17 zeigt das Ergebnis.



**Abbildung 4.17:** Rekombinationsstromdichten aufgrund von SRH-, Auger- und Oberflächenrekombination in Abhängigkeit der Zelldicke einer *industrial EWT* Solarzelle mit einer Volumendiffusionslänge von  $200 \mu\text{m}$ .

Für Zelldicken zwischen  $150 \mu\text{m}$  und  $250 \mu\text{m}$  stellt die Rekombination im Bulk der Solarzelle (SRH) den größten Anteil an der Gesamtrekombination. Mit abnehmender Dicke (und abnehmendem Volumen/Oberflächen Verhältnis) sinkt auch der Anteil der SRH-Rekombination. Bei  $50 \mu\text{m}$  stellt sie nur noch 30% der Gesamtrekombination.

Die Augerrekombination steigt mit abnehmender Zelldicke sowohl im Absolutwert als auch im prozentualen Anteil. Bei  $250 \mu\text{m}$  stellt sie 17% der Gesamtrekombination, bei  $50 \mu\text{m}$  ca. 30%. Mit abnehmender Zelldicke steigt die Generation an der Rückseite der *EWT* Solarzelle und damit die Löcherinjektion in den Rückseitenemitter. Die Löcherdichte im Emitter auf der Zellrückseite ist bei einer Zelldicke von  $50 \mu\text{m}$  um etwa eine Größenordnung größer als bei einer

Zelldicke von  $250 \mu\text{m}$  und ist maßgebend für den Anstieg der Augerrekombinationsstromdichte (siehe auch S. 99).

Der größte Anteil der Oberflächenrekombination findet an der Vorderseite statt. Dort ist die Generationsrate im Vergleich zu den anderen Oberflächen (Rückseite, Lochwand) am größten und damit auch die Minoritätsladungsträgerdichte. Der Rekombinationsstrom an der Vorderseite nimmt mit abnehmender Zelldicke leicht zu, da das Verhältnis Oberfläche/Zellvolumen zunimmt. Die Rückseitenrekombination stellt aufgrund der geringeren Generationsrate für alle Zelldicken den kleinsten Anteil an der Oberflächenrekombination. Auch ihr Absolutwert steigt mit abnehmender Zelldicke aufgrund des Oberfläche/Zellvolumen Verhältnisses leicht an. Die Rekombination an der Lochwand steigt ebenfalls mit abnehmender Zelldicke, obwohl die Fläche der Lochwand linear mit der Zelldicke sinkt. Die Ursache ist die Metallisierung an der Rückseite der Lochwand: Bei der *industrial EWT* Solarzelle wird von einer siebgedruckten Metallisierung ausgegangen, die auch etwas in die Löcher gedruckt wird. Im Simulationsmodell wird dies durch einen  $25 \mu\text{m}$  hohen *n*-Kontakt an der Rückseite zugewandten Lochwand beschrieben. Diese Metallisierung stellt für die Minoritäten (Löcher in der Lochdiffusion) eine hochrekombinative Fläche dar ( $S_{surf} = 10^6 \text{ cm s}^{-1}$ ). Bei dünnen *industrial EWT* Solarzellen liegt diese Fläche näher an der Vorderseite und damit ist die Generationsrate höher. Dies führt zu einer steigenden Oberflächenrekombination am „Lochkontakt“ mit abnehmender Zelldicke.

## 4.4 Vergleich von beidseitig und einseitig sammelnden Rückseitenkontaktzellen

Nachdem in den beiden vorangegangenen Abschnitten sowohl die *RCC* als auch *EWT*-Struktur ausführlich analysiert wurden, soll nachfolgend ein Vergleich durchgeführt werden. Dazu werden zunächst prinzipielle Unterschiede zwischen ein- und beidseitig sammelnden Strukturen erläutert.

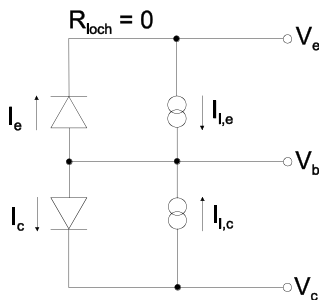
Bei einem quantitativen Vergleich von ein- und beidseitig sammelnden Solarzellen werden die im ersten Abschnitt erläuterten prinzipiellen Effekte von der Wahl der elektrischen Parameter für die einzelnen Solarzellen (d.h. von den angenommenen Prozessierungsschritten) sowie von komplexen Effekten aufgrund der unterschiedlichen Stromflussmuster und damit unterschiedlichen Rekombinationseigenschaften überlagert. Daher werden in zwei weiteren Abschnitten

- A) ein quantitativer Vergleich der *high- $\eta$*  *RCC* und *high- $\eta$*  *EWT* Solarzelle in Abhängigkeit der Volumendiffusionslänge sowie
- B) ein quantitativer Vergleich der *industrial RCC* und *industrial EWT* Solarzelle in Abhängigkeit der Zelldicke und der Dotierkonzentration der Basis

durchgeführt. Dies erlaubt eine Abschätzung des Einflusses der Materialqualität auf die strukturenmanenten Rekombinationseigenschaften (A), sowie eine Potentialanalyse der beiden Strukturen für in der Industrie realisierbare Herstellungsprozesse auf kostengünstigem Material (B).

### 4.4.1 Erweitertes Ebers-Moll Modell für die EWT Solarzelle

Die grundlegenden Unterschiede von ein- und zweiseitig sammelnden Solarzellen lassen sich über ein einfaches Ersatzschaltbild für die *EWT*-Struktur gewinnen, das als erweitertes Ebers-Moll Modell aufgefasst werden kann [KZD00]. Hierbei wird der Serienwiderstand aufgrund des Emitter-Schichtwiderstandes der Lochdiffusion vernachlässigt<sup>14</sup>.



**Abbildung 4.18:** Erweitertes Ebers-Moll-Modell einer *EWT* Solarzelle. Die in der Abbildung oben eingezeichnete Diode entspricht dem *pn*-Übergang zwischen Vorderseitenemitter (Emitter) und Basis. Der *pn*-Übergang zwischen Kollektor und Basis an der Zellrückseite wird durch die zweite Diode dargestellt. Das Potential der Basis beträgt  $V_b$ . Die Größe des Potentials des Emitters/Kollektors wird mit  $V_e/V_c$  bezeichnet. Die Serien- und Parallelwiderstände der *EWT* Solarzelle sind in diesem Schaltbild vernachlässigt.

Die Sättigungsströme durch die Vorder- bzw. Rückseitendiode sind durch  $I_e$  und  $I_c$  beschrieben. Die dazugehörigen Generationsströme<sup>15</sup> durch  $I_{l,e}$  und  $I_{l,c}$ . Entsprechend werden die Potentiale der einzelnen Zellbereiche (Basis (b), Emitter (e), Kollektor (c)) mit  $V_b$ ,  $V_e$  und  $V_c$  bezeichnet.

<sup>14</sup>Die Analyse des vorherigen Abschnittes zeigte, dass der Serienwiderstand der Lochdiffusion einen wesentlichen Einfluss auf den Zellwirkungsgrad hat, sofern  $\frac{L_{\text{loch}}}{\text{Zelldicke}}$  klein. Das Modell stellt somit eine starke Vereinfachung dar.

<sup>15</sup>D.h. der Anteil der generierten Ladungsträger, der durch Vorder- bzw. Rückseitenemitter abgeführt wird.

Vernachlässigt man Serienwiderstandseffekte, so ergibt sich für den Gesamtstrom der beidseitig sammelnden Solarzelle

$$I = I_e + I_c - I_{l,e} - I_{l,c}. \quad (4.14)$$

Die Spannung der Vorderseitendiode ergibt sich aus der Differenz  $V_b - V_e$ , die der Rückseitendiode aus  $V_b - V_c$ . Unter Annahme dieser Spannungen ergibt sich aus Formel 4.14

$$I = I_{e0} \left( e^{\frac{V_b - V_e}{V_{th}}} - 1 \right) + I_{c0} \left( e^{\frac{V_b - V_c}{V_{th}}} - 1 \right) - I_{l,e} - I_{l,c}. \quad (4.15)$$

Zwei grundlegende Eigenschaften beidseitig im Vergleich zu einseitig sammelnden Solarzellen lassen sich aus diesem Modell extrahieren:

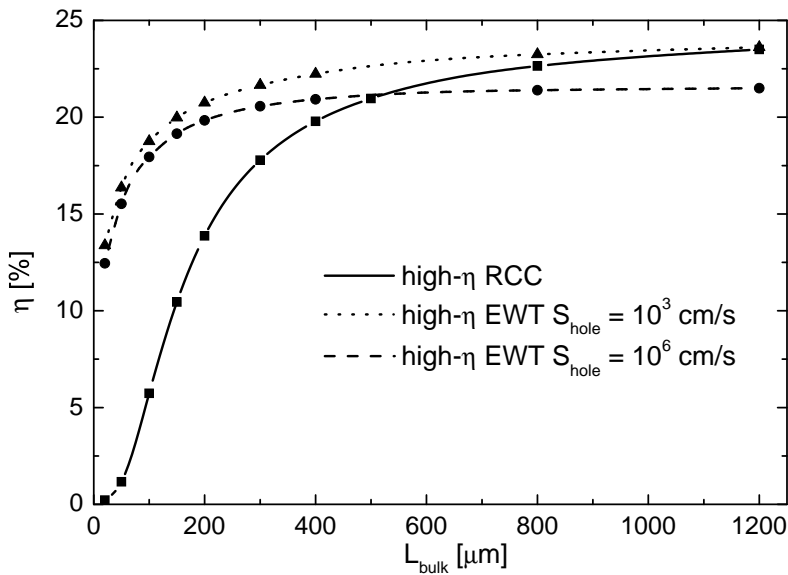
1. Da der Emitter an der Zellvorderseite über den Emitter im Loch mit dem Kollektor auf der Zellrückseite verbunden ist, und der Kollektor seinerseits kontaktiert ist, erhöht sich der Kurzschlussstrom der Zelle im Vergleich zu einer Standard-Rückseitenkontaktzelle. Der Kurzschlussstrom beträgt nach Gleichung 4.15 ( $-I_{l,e} - I_{l,c}$ ), und entspricht der Summe der lichtgenerierten Ströme vom  $pn$ -Übergang auf der Vorderseite und dem  $pn$ -Übergang auf der Zellrückseite.
2. Die Spannung zwischen Kollektor und Basis (Rückseite) ist niedriger als die Spannung zwischen Emitter und Basis (Vorderseite), da die Generation auf der Zellvorderseite um mehrere Größenordnungen größer ist als auf der Rückseite der Zelle. Beide Dioden sind parallel zueinander geschaltet, was dazu führt, dass die Leerlaufspannung der gesamten Zelle kleiner ist als die Spannung zwischen Emitter und Basis.

#### 4.4.2 Vergleich der *high- $\eta$* RCC- und *high- $\eta$* EWT-Struktur bei Variation der Volumenlebensdauer

Wie bereits in der Einleitung erwähnt, dient dieser Abschnitt dem quantitativen Vergleich der RCC- und EWT-Struktur in Abhängigkeit der Materialqualität. Hierfür wurden die optimierten *high- $\eta$*  Ansätze beider Strukturen mit unterschiedlichen Volumenlebensdauern simuliert. Die resultierenden Wirkungsgrade sind in Abbildung 4.19 aufgetragen.

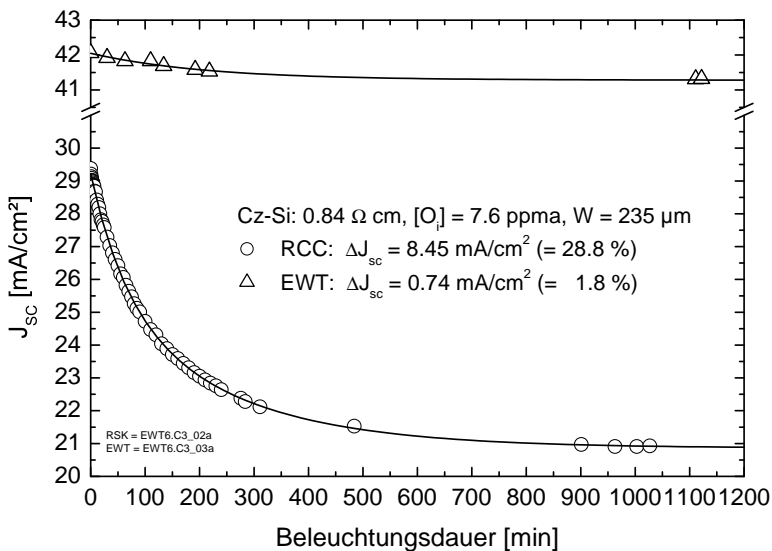
Wie zu erwarten, ist die EWT-Struktur für kleine Diffusionslängen ( $L_{bulk} < 500 \mu m$ ) der RCC-Struktur aufgrund der zusätzlichen Stromsammlung an der Vorderseite überlegen (s. Abschnitt 4.2). Für hochwertiges Material (z.B. FZ-Silizium) hängt der Wirkungsgrad der *high- $\eta$*  EWT Solarzelle entscheidend von der Passivierung der Lochdiffusion ab. Für den Vergleich wurde daher der Fall einer guten Passivierung ( $S_{hole} = 10^3 \text{ cm s}^{-1}$ ) und keiner Passivierung ( $S_{hole} = 10^6 \text{ cm s}^{-1}$ ) simuliert. Da eine gute Passivierung schwer zu realisieren und der EWT-Prozess komplexer als der RCC-Prozess ist, bietet sich prinzipiell die RCC-Struktur für Material mit großen Diffusionslängen und die EWT-Struktur für schlechtere Materialqualität an.

Der wesentliche Verlustfaktor der *high- $\eta$*  RCC-Struktur bei abnehmenden  $L_{bulk}$  ist die Abnahme des Kurzschlussstroms (s. Abschnitt 4.2.3). Für die *high- $\eta$*  RCC und *high- $\eta$*  EWT Solarzelle konnte diese Abnahme in Abhängigkeit von  $L_{bulk}$  experimentell überprüft werden [GDK<sup>+</sup>01]: Beide Strukturen wurden auf hochwertigem, Bor-dotierten Cz-Silizium prozessiert. Bor-dotiertes Cz-Silizium weist unter Beleuchtung aufgrund eines metastabilen Defektes [GRLW01] eine Degradation der Lebensdauer auf. Nach einer Temperaturbehandlung (425 °C für 25 Minuten)



**Abbildung 4.19:** Vergleich der simulierten Wirkungsgrade für die *high- $\eta$  RCC*- und *EWT*-Struktur in Abhängigkeit der Volumendiffusionslänge  $L_{\text{bulk}}$ . Die Eingabeparameter wurden gemäß den Tabellen 4.1 (S. 85) und 4.8 (S. 103) gewählt.

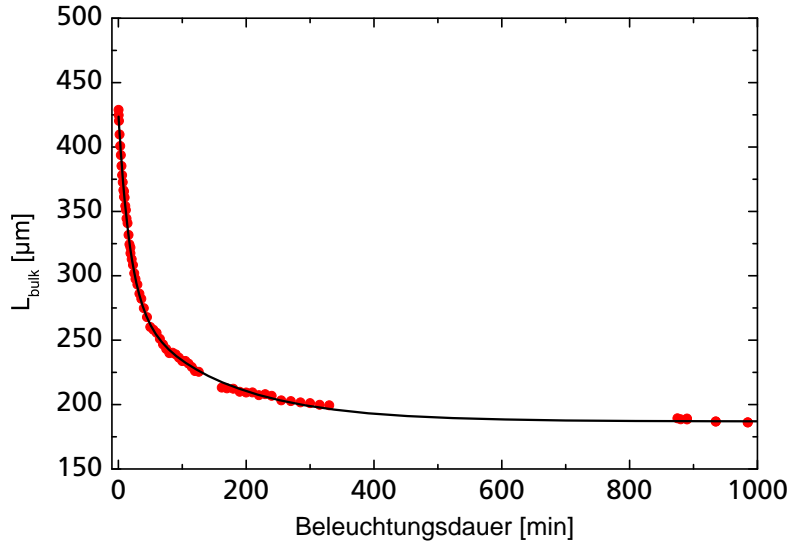
erreicht der Cz-Wafer wieder seine ursprüngliche Lebensdauer. Somit kann eine auf einem Cz-Wafer prozessierte Solarzelle nach unterschiedlichen Beleuchtungsdauern vermessen werden, und man erhält die Hellkennlinienparameter für unterschiedliche  $L_{\text{bulk}}$ , ohne dass für jede Diffusionslänge eine Solarzelle prozessiert werden muss.



**Abbildung 4.20:** Abhängigkeit der Kurzschlussstromdichte der *high- $\eta$  RCC* und *EWT* Solarzelle auf Cz-Silizium von der Beleuchtungsdauer. Die Messwerte sind als Symbole wiedergegeben, die Linien sind ein exponentieller Fit an die Messwerte. Im Grafen ist der spezifische Widerstand, die Sauerstoffkonzentration sowie die Dicke des Cz-Wafers angegeben. Links unten finden sich die internen Bezeichnungen der vermessenen Solarzellen. Man beachte die Unterbrechung der Y-Achsenkalierung.

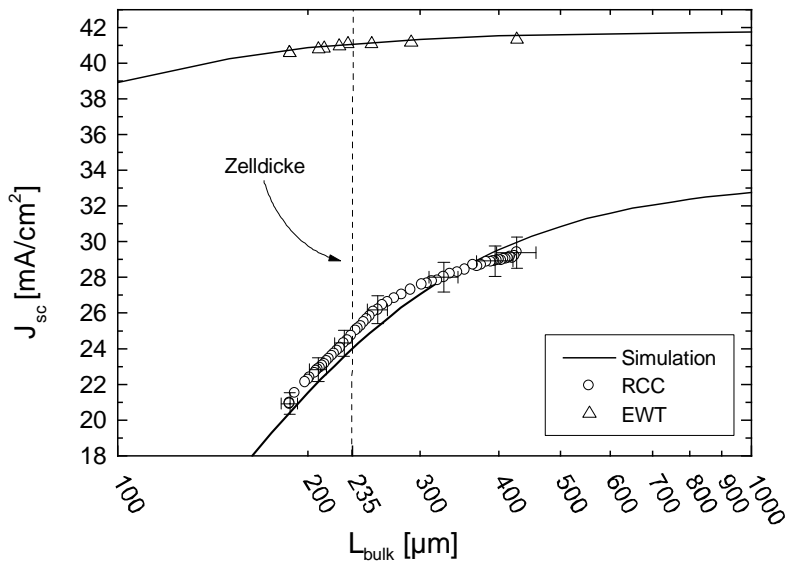
Die gemessenen  $J_{\text{sc}}$ -Werte und ein exponentieller Fit an die Messung sind in Abbildung 4.20 dargestellt. Zu Beginn der Messung befand sich der Wafer im ausgeheilten Zustand. Man erkennt den deutlich stärkeren Abfall von  $J_{\text{sc}}$  der *high- $\eta$  RCC* mit der Beleuchtungsdauer: Während sich bei der *high- $\eta$  EWT* Solarzelle  $J_{\text{sc}}$  nur um 1.8% verringert, beträgt der Verlust bei der *high- $\eta$  RCC* 28.8%. Ein quantitativer Vergleich mit den Simulationen ist nur möglich, wenn die X-Achse aus Abbildung 4.20 (Beleuchtungsdauer) in eine Lebensdauerachse transformiert werden kann. Dazu wurden an einem Wafer aus dem gleichen Material die Lebensdauern in Abhängigkeit der Bestrahlungsdauer mittels quasistatischer *photoconductance* ( $Q_{\text{ssPC}}$ ) Messung [SC96] bestimmt: Für jede einzelne Beleuchtungsdauer wurde die Injektionsabhängigkeit der

Lebensdauer gemessen. Eine Simulation der optischen Generation im vermessenen Wafer ergab eine Ladungsträgerdichte von  $10^{14} \text{ cm}^{-3}$ , so dass die Lebensdauer mit dieser Injektionsdichte berechnet wurde. Das Ergebnis zeigt Abbildung 4.21.



**Abbildung 4.21:** Gemessene Diffusionslänge im Cz-Wafer in Abhängigkeit der Beleuchtungsdauer.

Mit diesen Daten ist ein Vergleich der gemessenen und simulierten  $J_{sc}$ -Werte möglich. In den Simulationen wurde der Basiserienwiderstand und die Zelldicke an die Werte des verwendeten Cz-Wafers angepasst ( $\rho_{Si} = 0.84 \Omega \text{ cm}$ , Zelldicke =  $235 \mu\text{m}$ ).



**Abbildung 4.22:** Vergleich der simulierten (Linien) und gemessenen (Symbole) Kurzschlussstromdichten in Abhängigkeit der Basisdiffusionslänge.

Wie in Abbildung 4.22 ersichtlich, stimmen Simulation und Messung sehr gut überein. Dies bestätigt die Genauigkeit der hier benutzten Modellierung, die quantitative Aussagen ermöglicht.

#### 4.4.3 Vergleich der *industrial RCC*- und *industrial EWT*-Struktur in Abhängigkeit der Zelldicke

Der vorige Abschnitt zeigte den Einfluss der Rekombinationseigenschaften der *high- $\eta$*  RCC- und EWT-Struktur auf die Hellkennlinienparameter in Abhängigkeit der Materialqualität. In diesem Abschnitt sollen nun die industriellen Strukturen für Cz-Material mit einer Diffusionslänge

von  $L_{bulk} = 200 \mu m$  quantitativ miteinander verglichen werden. Zur besseren Einschätzung der Simulationsergebnisse wurde zusätzlich eine konventionelle Solarzellenstruktur („*industrial CSC*<sup>16</sup>“) mit den *industrial* Parametern aus Tabelle 4.1 (S. 85) eindimensional mit PC1D modelliert. Die Generationsraten, d.h. die optischen Eigenschaften, wurden im Vergleich zu den *RCC*- und *EWT*-Simulationen um 6% verringert, zur Berücksichtigung der Abschattung bei der *CSC*-Struktur durch die Metallisierung auf der Vorderseite.

Zwei wesentliche Parameter zur Beschreibung der elektrischen Eigenschaften der *CSC* lassen sich nicht direkt aus Tabelle 4.1 übernehmen: die Rekombinationsgeschwindigkeit an Vorder- und Rückseite. In der eindimensionalen Simulation kann an der Vorderseite nicht zwischen kontaktierter und passivierter Oberfläche unterschieden werden, es muss folglich eine effektive Rekombinationsgeschwindigkeit angenommen werden. Diese hängt von der Passivierungswirkung der verwendeten Antireflexschicht ab, aber auch von der Oberflächenschädigung durch den Siebdruckprozess für die Vorderseitenmetallisierung. Die Rückseite wird als ganzflächig mit einem Aluminium metallisiert angenommen, so dass sich ein BSF ausbildet (s. S. 86). Die effektive Rekombinationsgeschwindigkeit für ein solches BSF wurde am Fraunhofer ISE für mehrere *CSC* aus industrieller Herstellung ermittelt, so dass ein Wert zwischen  $1000$  und  $3000 \text{ cm s}^{-1}$  als realistisch angesehen werden kann. Da die angegebenen Bereiche aber bereits signifikant unterschiedliche Hellkennlinienparameter ergeben, wurden zwei *industrial CSC* simuliert mit jeweils der unteren bzw. oberen Grenze für die Oberflächenrekombinationsgeschwindigkeiten (s. Tabelle 4.10). Die konventionelle Solarzelle mit den niedrigeren Rekombinationsgeschwindigkeiten wird in den nächsten Abschnitten mit „*advanced industrial CSC*“, die mit den höheren Rekombinationsgeschwindigkeiten mit „*simple industrial CSC*“ bezeichnet.

Bezeichnung	$S_{front}$	$S_{rear}$
advanced <i>industrial CSC</i>	$10^5 \text{ cm s}^{-1}$	$1 \times 10^3 \text{ cm s}^{-1}$
simple <i>industrial CSC</i>	$10^6 \text{ cm s}^{-1}$	$3 \times 10^3 \text{ cm s}^{-1}$

**Tabelle 4.10:** Oberflächenrekombinationsgeschwindigkeiten für die konventionelle industrielle Solarzelle (*industrial CSC*).

### Kurzschlussstrom

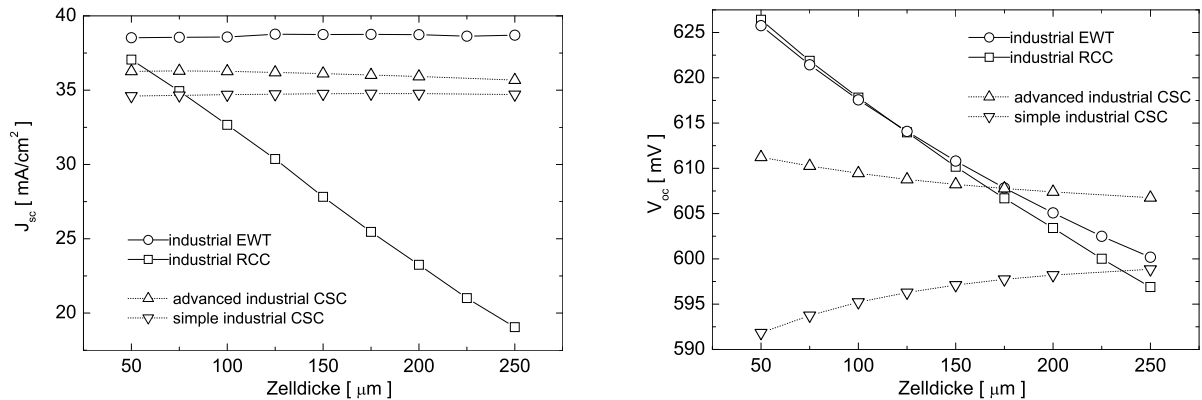
Die simulierten Kurzschlussstromdichten und Offenklemspannungen sind in Abbildung 4.23 dargestellt. Wie in Kapitel 4.2 erläutert, ist für den Kurzschlussstrom der *RCC*-Struktur das Verhältnis  $\frac{L_{bulk}}{\text{Zelldicke}}$  entscheidend. Dementsprechend steigt  $J_{sc}$  für die *industrial RCC* mit abnehmender Zelldicke. Bei der *EWT* Solarzelle wird an beiden Oberflächen gesammelt, so dass bei einer Diffusionslänge von  $L_{bulk} = 200 \mu m$   $J_{sc}$  näherungsweise unabhängig von den betrachteten Zelldicken ist.  $J_{sc}$  sinkt minimal mit abnehmender Zelldicke, da die Gesamtgeneration im Wafer mit abnehmender Zelldicke abnimmt. Das  $J_{sc}$  der *EWT* Solarzelle ist auch bei einer Zelldicke von  $50 \mu m$  größer als  $J_{sc}$  der *RCC*, d.h. auch der Umverteilungseffekt des *floating* Emitters der *RCC* (s. Abschnitt 4.2.3) kann die Einsammeleffizienz von zwei kontaktierten Emittern nicht erreichen.

Die konventionelle Solarzelle zeigt in beiden Fällen nahezu konstante  $J_{sc}$ . Die minimalen

<sup>16</sup>Conventional Solar Cell

Änderungen sind durch die Änderungen der Gesamtrekombination mit der Zelldicke bestimmt, welche jedoch vor allem eine signifikante Auswirkung auf die Offenklemspannung haben und daher im nächsten Abschnitt erläutert werden.

Für alle Zelldicken besitzt die *industrial EWT* Solarzelle aufgrund der beidseitigen Ladungsträgersammlung das größte  $J_{sc}$ . Die *industrial RCC* kann nur für sehr kleine Zelldicken ein höheres  $J_{sc}$  als die *industrial CSC* aufweisen, da bei kleinen Zelldicken die sehr gut passivierte Vorderseite der *RCC* (aufgrund des *floating* Emitters) gegenüber der *industrial CSC* eine geringere Gesamtrekombination bewirkt.



**Abbildung 4.23:** Kurzschlussstromdichte (links) und Offenklemspannung für die *industrial RCC* und *industrial EWT* Struktur im Vergleich mit einer konventionellen Solarzelle bei Variation der Zelldicke.

## Offenklemspannung

Die Abhängigkeit der Offenklemspannung von der Zelldicke ist für die *industrial RCC* und die *industrial EWT* Solarzelle ähnlich. Da die SRH-Rekombination im Volumen beider Strukturen einen wesentlichen Anteil an der Gesamtrekombination stellt, sinkt diese mit abnehmender Zelldicke und damit steigt  $V_{oc}$  (s. Abbildung 4.11 und 4.17). Für große Zelldicken zeigt sich der Einfluss des Ladungsträgertransportes der *industrial EWT* Solarzelle vom Vorderseiten- zum Rückseitenemitter: Durch diesen Transport können insgesamt mehr Ladungsträger in den Emittern gesammelt werden als bei der *industrial RCC*<sup>17</sup>, so dass die *industrial EWT* Solarzelle eine etwas geringere Minoritätsladungsträgerdichte im Volumen besitzt als die *industrial RCC* und damit weniger SRH-Rekombination, d.h. ein größeres  $V_{oc}$ . Für kleine Zelldicken ist jedoch die Rekombination an der Lochoberfläche der *industrial EWT* Solarzelle entscheidend: Wie in Abbildung 4.12 c) dargestellt, wird die in das Loch hineingedruckte Metallpaste durch einen  $25 \mu\text{m}$  hohen Metallkontakt an der Lochwand modelliert. Dieser besitzt eine hohe Rekombinationsgeschwindigkeit für Minoritäten. Bei dünnen *industrial EWT* Solarzellen stellt dieser Kontakt im Loch einen signifikanten Anteil an der Gesamtoberfläche und führt damit zu einer leichten Reduktion von  $V_{oc}$  im Vergleich zur *industrial RCC*.

Die konventionelle Solarzelle zeigt abhängig von den Oberflächenrekombinationseigenschaften ein entgegengesetztes Verhalten: Bei der *advanced industrial CSC* stellt die Rückseite eine geringere Gesamtrekombination als ein hypothetischer unendlich ausgedehnter Siliziumwafer mit

<sup>17</sup>Dies zeigt sich im größeren  $J_{sc}$  der *industrial EWT*.

$L_{bulk} = 200 \mu m$ . Mit abnehmender Zelldicke nähert sich die Rückseite dem Hauptgenerationsgebiet an der Vorderseite an. Daher verringert sich die Gesamtrekombination mit abnehmender Zelldicke und  $V_{oc}$  steigt. Dies ist bei der simple *industrial CSC* nicht der Fall. Die Rückseite mit  $S_{rear} = 3 \times 10^3 \text{ cm s}^{-1}$  stellt eine höhere Rekombinationsrate als ein Siliziumwafer mit  $L_{bulk} = 200 \mu m$ . Somit erhöht sich die Gesamtrekombination, wenn sich die Rückseite dem Hauptgenerationsgebiet an der Vorderseite annähert:  $V_{oc}$  sinkt mit abnehmender Zelldicke.

Der mit abnehmender Zelldicke steigende Einfluss der Oberflächenrekombinationsgeschwindigkeiten auf  $V_{oc}$  bewirkt, dass die *industrial RCC* und *industrial EWT* Solarzelle aufgrund ihrer durch die Emitter gut passivierten Oberflächen für kleine Zelldicken ein deutlich höheres  $V_{oc}$  als die *industrial CSC* aufweisen.

### Füllfaktor

Der Füllfaktor für die untersuchten Strukturen sowie der resultierende Wirkungsgrad ist in Abbildung 4.24 dargestellt. Alle Werte wurden mit einem Serienwiderstand von  $R_s = 0.33 \Omega \text{ cm}^2$  korrigiert, um die Serienwiderstandsverluste durch Metallisierung und Kontaktwiderstand zu berücksichtigen.

Der Füllfaktor der *industrial RCC* ist durch die Zunahme von  $J_{sc}$  mit abnehmender Zelldicke dominiert: Die Serienwiderstandsverluste steigen mit  $J_{sc}$ , d.h. der  $FF$  sinkt mit abnehmender Zelldicke. Zusätzlich steigt der Serienwiderstand der Basis mit abnehmender Zelldicke (s. Abschnitt 4.3.2), was eine zusätzliche Verringerung des Füllfaktors mit abnehmender Zelldicke bewirkt.

Bei der *industrial EWT* Solarzelle ist der Füllfaktor für große Zelldicken durch den Serienwiderstand der Lochdiffusion dominiert (Abschnitt 4.3.2), so dass der  $FF$  zunächst mit kürzer werdender Lochdiffusion, d.h. mit abnehmender Zelldicke, steigt. Für dünne Zellen wird jedoch der Einfluss des lateralen Basisserienwiderstandes dominant, so dass der  $FF$  wieder sinkt.

Der Füllfaktor der *industrial CSC* ist in guter Näherung unabhängig von der Zelldicke, da  $J_{sc}$  sich ebenfalls nur geringfügig mit der Zelldicke ändert. Die kleinen Änderungen (*advanced industrial CSC*: Zunahme des  $FF$ , *simple industrial CSC*: Abnahme des  $FF$  mit abnehmender Zelldicke) sind auf die Veränderungen in  $V_{oc}$  zurückzuführen<sup>18</sup>.

Der dramatisch geringere Füllfaktor der *industrial RCC* und *industrial EWT* Solarzelle für kleine Zelldicken, der durch den Basisserienwiderstand dominiert wird, legt weitere Untersuchungen nahe:

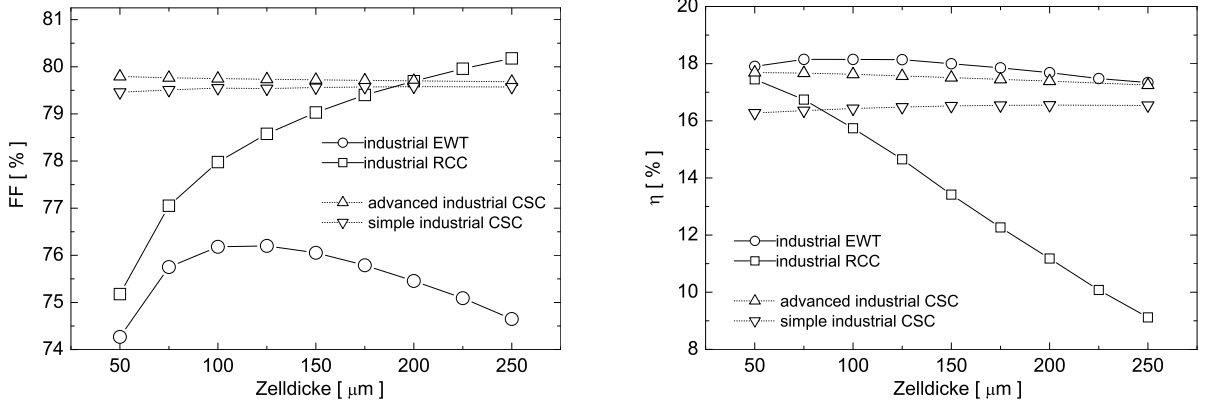
- Lässt sich der Wirkungsgrad durch Veränderung des Fingerabstands optimieren?
- Kann auf Material mit geringerem spezifischen Widerstand ein höherer Wirkungsgrad erreicht werden?

Diese Fragen werden im letzten Abschnitt dieses Kapitels erörtert.

### Wirkungsgrad

Der Wirkungsgrad gibt das Verhalten der jeweils signifikanten Hellkennlinienparameter wieder:

<sup>18</sup>Ein steigendes  $V_{oc}$  bewirkt eine Zunahme im  $FF$  (siehe z.B. [Gre86], S. 96).



**Abbildung 4.24:** Füllfaktor (links) und Wirkungsgrad (rechts) für die *industrial RCC* und *industrial EWT* Struktur im Vergleich mit einer konventionellen Solarzelle bei Variation der Zelldicke.

- Die *industrial RCC* wird durch die Änderungen in  $J_{sc}$  dominiert,  $\eta$  steigt daher mit abnehmender Zelldicke.
- Bei der *industrial EWT* Solarzelle ist die Zunahme von  $V_{oc}$  mit abnehmender Zelldicke signifikant. Für sehr kleine Zelldicken wird dieser Effekt jedoch durch die Abnahme des Füllfaktors überlagert, so dass sich ein Maximum des Wirkungsgrades bei einer Zelldicke von ca.  $125 \mu m$  ergibt.
- Der Wirkungsgrad der *industrial CSC* ändert sich nur wenig mit der Zelldicke. Die Änderung ist durch die  $V_{oc}$ -Änderung dominiert und daher bei der *advanced industrial CSC* und der *simple industrial CSC* gegenläufig.

#### 4.4.4 Potentialvergleich sehr dünner ( $50 \mu m$ ) *industrial RCC* und *EWT* Solarzellen für verschiedene Dotierkonzentrationen der Basis

Der Wirkungsgradvergleich des vorherigen Abschnittes zeigte, dass die *industrial RCC* nur für kleine Zelldicken eine sinnvolle Alternative zur konventionellen Struktur darstellt und dass für den untersuchten Fingerabstand die *industrial EWT* Solarzelle ein Wirkungsgradmaximum bei einer Zelldicke von  $125 \mu m$  besitzt. In diesem Abschnitt soll nun das Potential der *industrial RCC*- und *industrial EWT*-Struktur für sehr dünne Wafer, d.h. bei  $50 \mu m$  Zelldicke in Abhängigkeit von der Dotierkonzentration der Basis,  $N_A$ , untersucht werden. Als Material wurde –wie in den vorangegangenen Abschnitten– Cz-Silizium gewählt. Eine häufig benutztes Modell zur Beschreibung der Dotierabhängigkeit der Basislebensdauer  $\tau_{bulk}$  ist

$$\begin{aligned} \tau_{bulk}(N_A) &= \tau_0, & N_A < N_{onset} \\ \tau_{bulk}(N_A) &= \tau_0 \left( \frac{N_A}{N_{onset}} \right)^\alpha, & N_A \geq N_{onset}. \end{aligned} \quad (4.16)$$

Die Basislebensdauer für Bor-dotiertes Cz-Silizium in Abhängigkeit von  $N_A$  wurde von S. Rein ausführlich untersucht [RWG00]. Er gibt als beste Fitparameter von Formel 4.16 an seine gemessenen Lebensdauern  $\tau_0 = 1047 \mu s$ ,  $N_{onset} = 1.25 \times 10^{15} cm^{-3}$  und  $\alpha = -1.779$  für Bor-dotiertes

Cz-Silizium im degradierten Zustand an. Diese Messungen sind nach Festlegung der Standardparameter (Tabelle 4.1, S. 85) durchgeführt worden, und ergeben für  $1.25 \Omega \text{ cm}$ -Material eine etwas höhere Lebensdauer ( $\tau_{bulk} = 19.0 \mu\text{s}$ ) und damit eine etwas höhere Volumendifusionslänge ( $L_{bulk} = 230 \mu\text{m}$ ) als in Tabelle 4.1 angegeben.

Die Oberflächenrekombinationsgeschwindigkeit  $S_{surf}$  von Bor-dotiertem Silizium in Abhängigkeit der Dotierung kann ähnlich wie die Lebensdauer beschrieben werden:

$$\begin{aligned} S_{surf}(N_A) &= S_0, & N_A < N_{onset} \\ S_{surf}(N_A) &= S_0 \left( \frac{N_A}{N_{onset}} \right)^\alpha, & N_A \geq N_{onset}. \end{aligned} \quad (4.17)$$

Cuevas gibt in [CSLP97]  $S_0 = 500 \text{ cm s}^{-1}$ ,  $N_{onset} = 1 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$  und  $\alpha = 1/3$  als beste Fitparameter an die Messwerte unterschiedlicher Autoren an. Die in diesem Kapitel durchgeführte Modellierung geht jedoch von einem geschädigten Oxid an der Rückseite der Solarzelle aus (s. Abschnitt 4.2.1), so dass  $S_0 = 950 \text{ cm s}^{-1}$  gewählt wurde<sup>19</sup>.

$\rho_{Si}$ [ $\Omega \text{ cm}$ ]	$N_A$ [ $\text{cm}^{-3}$ ]	$\tau_{bulk}$ [ $\mu\text{s}$ ]	$L_{bulk}$ [ $\mu\text{m}$ ]	$S_{Gap}$ [ $\text{cm s}^{-1}$ ]	<i>industrial RCC</i>		<i>industrial EWT</i>	
					Width [ $\mu\text{m}$ ]	$\eta$ [%]	Width [ $\mu\text{m}$ ]	$\eta$ [%]
10	$1.369 \times 10^{15}$	891.8	1740	950	456	17.68	406	17.12
5	$2.782 \times 10^{15}$	252.4	906.4	950	550	18.41	481	18.09
2.8	$5.073 \times 10^{15}$	86.7	518.1	950	638	18.67	550	18.55
2	$7.217 \times 10^{15}$	46.3	371.5	950	713	18.62	600	18.77
1.25	$1.189 \times 10^{16}$	19.0	230.3	1001	832	18.15	675	18.93
0.75	$2.071 \times 10^{16}$	7.1	134.4	1211	1050	16.84	781	18.90
0.5	$3.255 \times 10^{16}$	3.2	86.2	1408	1300	14.84	896	18.68
0.2	$9.578 \times 10^{16}$	0.47	28.8	2018	2600	6.24	1156	16.78

**Tabelle 4.11:** Eingabeparameter für die Simulationen mit unterschiedlichen Dotierkonzentrationen der Basis. In den rechten Spalten sind für *industrial RCC* und *industrial EWT* Solarzelle jeweils der optimale *pn*-Fingerabstand (Width) sowie der resultierende Wirkungsgrad ( $\eta$ ) angegeben.

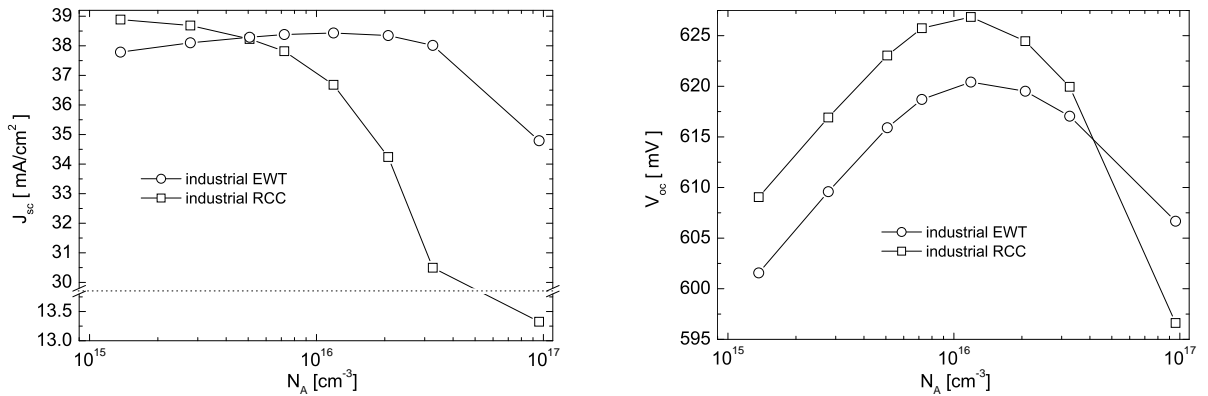
Mit diesen Beschreibungen wurden für mehrere Dotierkonzentrationen der Basis Simulationen durchgeführt, um jeweils den optimalen *pn*-Fingerabstand zu finden. Die Eingabeparameter, die optimalen Fingerabstände und die resultierenden Wirkungsgrade sind in Tabelle 4.11 aufgelistet. Der optimale *pn*-Fingerabstand hängt von zwei gegenläufigen Einflüssen ab: Der Füllfaktor sinkt mit steigendem *pn*-Fingerabstand, da der Basisserienwiderstand zunimmt<sup>20</sup>.  $J_{sc}$  und  $V_{oc}$  steigen mit steigendem *pn*-Kontaktabstand, da die Emitterbedeckungsfläche an der Rückseite im Verhältnis zur (konstanten) Gapbreite zunimmt und damit die Gesamtoberflächenrekombination sinkt.

Mit steigendem  $N_A$  sinkt der Basisserienwiderstand, so dass der optimale *pn*-Fingerabstand steigt. Bei der *industrial RCC* werden die Ladungsträger nur an der Rückseite gesammelt. Die Struktur ist damit sensitiver auf die Gesamtrekombination der Rückseite als die *industrial EWT*-Struktur. Zusätzlich ist der Füllfaktor der *industrial RCC* größer als der der *industrial EWT* Solarzelle, da  $J_{sc}$  kleiner ist und darüber hinaus bewirkt die Lochdiffusion der *industrial EWT* Solarzelle einen zusätzlichen Serienwiderstand und damit Füllfaktorverlust. Somit ist für die

<sup>19</sup>Dies ergibt dann  $S_{surf}(1.189 \times 10^{16}) \approx 1000 \text{ cm s}^{-1}$ , wie in Tabelle 4.1 angegeben.

<sup>20</sup>Die mittlere Entfernung von generierten Löchern zum p-Kontakt steigt mit dem *pn*-Fingerabstand.

*industrial RCC* ein größerer optimaler *pn*-Fingerabstand zu erwarten als für die *industrial EWT* Solarzelle, was sich in Tabelle 4.11 bestätigt.



**Abbildung 4.25:** Kurzschlussstromdichte (links) und Offenklemmspannung (rechts) für die *industrial RCC*- und *industrial EWT*-Struktur bei Variation der Dotierkonzentration der Basis. Die Zeldicke beträgt  $50 \mu m$ . Für jede Dotierkonzentration wurde die Simulation mit dem jeweils optimalen *pn*-Kontaktabstand durchgeführt (Tabelle 4.11). Man beachte die unterbrochene *Y*-Achsenskalierung im linken Grafen.

In Abbildung 4.25 sind die simulierten  $J_{sc}$  und  $V_{oc}$  für verschiedene Dotierungen ( $N_A$ ) jeweils für den optimalen *pn*-Kontaktabstand (s. Tabelle 4.11) aufgetragen.  $J_{sc}$  der *industrial RCC* wird durch die Diffusionslänge in der Basis ( $L_{bulk}$ ) bestimmt. Wie bereits in Abschnitt 4.2 erwähnt, sollte das Verhältnis  $\frac{L_{bulk}}{Zeldicke}$  mindestens 4 betragen. Dieser Wert wird für eine Zeldicke von  $50 \mu m$  bei Dotierkonzentrationen größer  $1,4 \times 10^{16} cm^{-3}$  unterschritten,  $J_{sc}$  sinkt mit steigendem  $N_A > 1,4 \times 10^{16} cm^{-3}$  drastisch ab. Man beachte die unterbrochene *Y*-Achsenskalierung im linken Grafen.

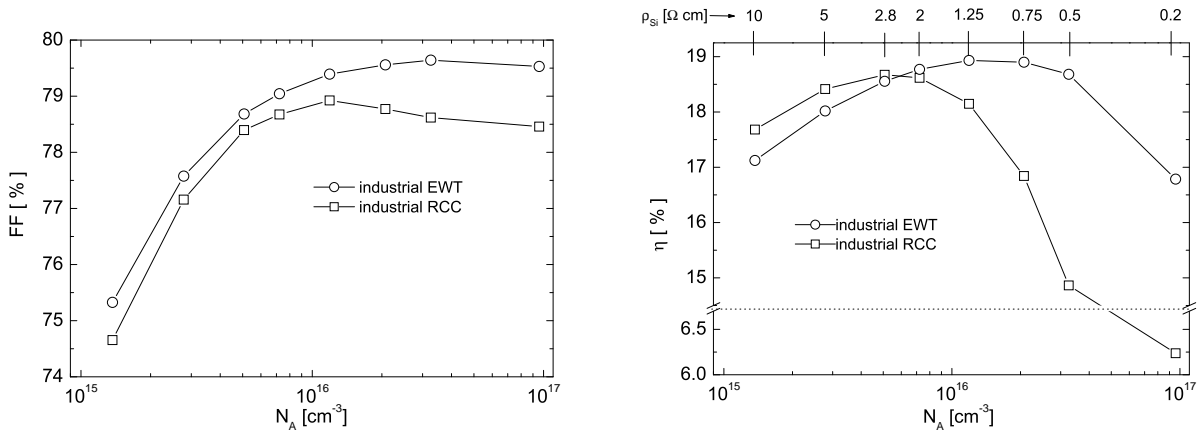
Die *industrial EWT* Solarzelle sammelt an beiden Oberflächen. Daher wird  $J_{sc}$  für Dotierkonzentrationen kleiner  $2 \times 10^{16} cm^{-3}$  nicht durch  $L_{bulk}$  dominiert. Hier ist entscheidend, dass aufgrund des mit steigendem  $N_A$  abnehmenden Basisserienwiderstandes der optimale *pn*-Fingerabstand mit  $N_A$  ansteigt. Dies bedeutet, dass das Verhältnis der Gap-Breite zur Gesamtoberfläche mit steigendem  $N_A$  und damit die Oberflächenrekombination abnimmt. Somit steigt  $J_{sc}$  zunächst leicht an, bis bei hohen Dotierkonzentrationen in der Basis ( $N_A > 2 \times 10^{16} cm^{-3}$ ) die Basislebensdauer auch hier  $J_{sc}$  beschränkt.

Der Verlauf von  $V_{oc}$  kann sehr gut mit der vereinfachten Beschreibung einer Solarzelle nach Schottky erläutert werden (s. z.B. [Gre86], S. 76 ff.):

$$V_{oc} = \frac{kT}{q} \ln \left( \frac{I_L}{I_0} + 1 \right), \quad \text{mit}$$

$$I_0 = A \left( \frac{qD_e n_i^2}{L_e N_A} + \frac{qD_h n_i^2}{L_h N_D} \right)$$

und dem Lichtgenerierten Strom  $I_L$ , der Temperatur  $T$ , der Zellfläche  $A$ , der intrinsischen Ladungsträgerdichte  $n_i$ , den Diffusionskonstanten  $D$ , der Diffusionslänge  $L$  und der Dotierkonzentration  $N$ . Im Index steht  $e$  jeweils für Elektronen,  $h$  für Löcher,  $A$  für Akzeptor und  $D$  für Donator. Mit steigender Dotierkonzentration  $N_A$  sinkt somit der *Dunkelsättigungsstrom*  $I_0$  und  $V_{oc}$  steigt. Für hohe Dotierkonzentrationen ( $N_A > 2 \times 10^{16} cm^{-3}$ ) führt die sinkende Volumenlebensdauer  $\tau_{bulk}$  zu einer signifikanten Steigerung der SRH-Rekombination in der Basis, so dass  $V_{oc}$  abnimmt.



**Abbildung 4.26:** Füllfaktor (links) und Wirkungsgrad (rechts) für die *industrial RCC*- und *industrial EWT*-Struktur bei Variation der Dotierkonzentration der Basis. Die Zelldicke beträgt  $50 \mu\text{m}$ . Für jede Dotierkonzentration wurde die Simulation mit dem jeweils optimalen  $pn$ -Kontaktabstand durchgeführt (Tabelle 4.11). Im rechten Grafen ist an der oberen  $X$ -Achse zusätzlich die Ohmigkeit für die entsprechenden Dotierkonzentrationen der Basis angegeben. Man beachte die unterbrochene  $Y$ -Achsenkalierung im rechten Grafen.

In Abbildung 4.26 sind der Füllfaktor und der Wirkungsgrad in Abhängigkeit von  $N_A$  dargestellt. Aufgrund des sinkenden Basisserienwiderstandes steigt der  $FF$  zunächst für beide Zellstrukturen mit steigendem  $N_A$ . Für  $N_A > 2 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$  ist der Anteil des Basisserienwiderstandes am Gesamtserienwiderstand nicht mehr signifikant. Für den Gesamtwirkungsgrad der Solarzelle hat eine Optimierung der Rekombination an der Rückseite einen größeren Einfluss als eine weitere (geringfügige) Steigerung des  $FF$ . Daher wird der optimale  $pn$ -Fingerabstand durch die Rekombinationseigenschaften bestimmt, und der  $FF$  nimmt mit steigendem  $N_A$  leicht ab.

Die grundsätzliche stärkere Abhängigkeit der *RCC*-Struktur von der Basislebensdauer zeigt sich auch im Wirkungsgrad (Abbildung 4.26 rechts): Das Wirkungsgradmaximum der *industrial EWT* Solarzelle ist flacher ausgeprägt und liegt bei einer höheren Dotierung ( $N_A \approx 1.2 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ ) als bei der *industrial RCC* ( $N_A \approx 5 \times 10^{15} \text{ cm}^{-3}$ ), da der Gewinn im Füllfaktor bei der *industrial EWT* Solarzelle erst bei höheren Dotierungen vom Verlust in  $J_{sc}$  kompensiert wird, im Gegensatz zur *industrial RCC*, wo  $J_{sc}$  für  $N_A > 1 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$  drastisch absinkt. Die Hellkennlinienparameter im Wirkungsgradmaximum sind:

	<i>industrial RCC</i>	<i>industrial EWT</i>
$N_{A, \text{opt}} [\text{cm}^{-3}]$	$5.073 \times 10^{15}$	$1.189 \times 10^{16}$
opt Width [ $\mu\text{m}$ ]	713	675
$J_{sc} [\text{mA cm}^{-2}]$	38.2	38.4
$V_{oc} [\text{mV}]$	623	620
$FF$ [%]	78.4	79.4
$\eta$ [%]	18.7	18.9

**Tabelle 4.12:** Hellkennlinienparameter für  $50 \mu\text{m}$  dicke *industrial RCC* und *EWT* Solarzellen bei optimaler Basisdotierung ( $N_{A, \text{opt}}$ ) und optimalem Fingerabstand (opt Width).

Aufgrund des drastisch abfallenden  $J_{sc}$  bei der *industrial RCC* für  $N_A > 1 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$  liegt das Wirkungsgradmaximum bei einem um 1 Absolutprozent geringeren Füllfaktor, dafür ist das  $V_{oc}$  der *industrial EWT* Solarzelle um  $3 \text{ mV}$  geringer als bei der *industrial RCC*, wegen der

Rekombination an den Lochwänden.

Für optimierte Basisdotierung und Kontaktabstand ergibt sich somit ein um 0.2 Absolutprozent höherer Wirkungsgrad für die *industrial EWT* Solarzelle als für die *industrial RCC* bei einer Zelldicke von  $50 \mu\text{m}$ . Zum Zeitpunkt dieser Arbeit ist noch kein Verfahren evaluiert, dass die notwendige Lochanzahl für eine industrielle Herstellung der *EWT* Solarzelle erzeugen kann. Daher ist auch noch keine Bewertung des um 0.2 Absolutprozent höheren Wirkungsgrades gegen den erhöhten Prozessieraufwand möglich. Darüber hinaus können  $50 \mu\text{m}$  dicke Wafer zum jetzigen Zeitpunkt noch nicht in industriellen Prozessen verarbeitet werden, so dass auch hier keine verlässlichen ökonomischen Daten vorliegen.

Am Fraunhofer ISE werden momentan verschiedene Lasersysteme für unterschiedliche Anwendungen im Solarzellenprozess untersucht, so dass Neuentwicklungen auf diesem Gebiet die industrielle Herstellung von *EWT* Solarzellen konkurrenzfähig machen könnten.

## 4.5 Zusammenfassung

In diesem Kapitel wurden zwei Konzepte rückseitenkontaktierter Solarzellen ausführlich analysiert: die nur an der Zellrückseite sammelnde Rückseitenkontaktzelle (*RCC*) und die an Vorder- und Rückseite sammelnde *emitter wrap-through* (*EWT*) Solarzelle. Beide Zelltypen werden ausschließlich über die Rückseite kontaktiert, so dass für die Verschaltung im Modul keine Zellverbinder von Vorder- zur Rückseite benötigt werden. Beide besitzen den Vorteil, dass eine Abschattung durch Metallisierung auf der Vorderseite entfällt. Für die industrielle Produktion ist die Verwendung von kostengünstigen Prozessierungsverfahren, wie z.B. Siebdruck, von Interesse, welche jedoch i.A. größere Strukturen und schlechtere Rekombinationseigenschaften der Oberflächen bedingen. Für eine Potentialabschätzung wurden daher in diesem Kapitel Simulationsmodelle für hocheffiziente (*high- $\eta$* ) und industrierelevante (*industrial*) *RCC* und *EWT* Solarzellen verglichen.

Die *RCC*-Struktur ist wesentlich durch das Verhältnis Volumendiffusionslänge zu Zelldicke bestimmt, da nur an der Rückseite Ladungsträger gesammelt werden. Somit ist die Analyse von dünnen *RCC* auf kostengünstigem Material mit niedriger Lebensdauer von großem Interesse. Die Simulationen für die *industrial RCC* mit einer Volumendiffusionslänge von  $1200\mu\text{m}$  (hochwertiges FZ-Silizium) und einer Zelldicke von  $150\mu\text{m}$  ergaben einen Wirkungsgrad von 18%. Auf kostengünstigem Cz-Silizium mit einer Volumendiffusionslänge von  $200\mu\text{m}$  verringert sich der Wirkungsgrad auf 13.4%. In dieser Konfiguration stellt die *RCC* keine sinnvolle Alternative zu konventionellen Solarzellen dar. Die Situation ändert sich jedoch, wenn man Solarzellen mit einer Dicke von  $50\mu\text{m}$  betrachtet. Durch das verbesserte Volumendiffusionslänge/Zelldicke Verhältnis ergibt sich für die *industrial RCC* auf Cz-Material ein Wirkungsgrad von 17.8%. Die Verbesserung ist wesentlich durch einen Anstieg der Kurzschlussstromdichte bedingt. Dieser Anstieg ist neben dem verbesserten Volumendiffusionslänge/Zelldicke Verhältnis auf einen Umverteilungseffekt der Minoritätsladungsträger in der Basis durch den unkontaktierten Emitter an der Vorderseite zu erklären, welcher im zweiten Abschnitt dieses Kapitels analysiert wurde.

Bei der *EWT*-Struktur ist der Vorderseitenemitter über eine Lochdiffusion mit dem Rückseitenemitter verbunden. Somit ist diese Solarzelle nur unwesentlich vom Volumendiffusionslänge/Zelldicke Verhältnis abhängig, im Vergleich mit der *RCC*. Dafür ergeben sich an der Lochwand zusätzliche Oberflächen, die bei schlechter Passivierung zu einer Verringerung der Offenklemspannung führen. Die Leitfähigkeit der Lochdiffusion ist entscheidend für den Gesamtserienwiderstand der Solarzelle. Daher wurden die Hellkennlinienparameter in Abhängigkeit des Schichtwiderstandes der Lochdiffusion analysiert. Es zeigte sich ein charakteristischer Verlauf des Füllfaktors mit einem ausgeprägten Minimum bei dem Schichtwiderstand, an dem der Serienwiderstand der Lochdiffusion die Kurzschlussstromdichte der gesamten Zelle zu limitieren beginnt.

Für beide Zelltypen ergab die Serienwiderstandsanalyse, dass bei einer Zelldicke von  $50\mu\text{m}$  der Querleitungswiderstand in der Basis den Füllfaktor signifikant reduziert. Daher wurden für beide Strukturen auf Cz-Material die optimalen *pn*-Kontaktabstände für unterschiedliche Dotierungen der Basis bei einer Zelldicke von  $50\mu\text{m}$  bestimmt. Es ergab sich ein maximaler Wirkungsgrad von 18.7 % bei einer Basisdotierung von  $5.1 \times 10^{15} \text{ cm}^{-3}$  für die *industrial RCC* und ein maximaler Wirkungsgrad von 18.9 % bei einer Basisdotierung von  $1.2 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$  für die *industrial EWT* Solarzelle.

Somit stellt die *industrial RCC* ein sinnvolles Zellkonzept auf kostengünstigem Cz-Material für sehr dünne Wafer dar. Für die *industrial EWT* Solarzelle ergibt sich auch für größere Dicken ein höhere Wirkungsgrad als bei konventionellen Solarzellen, z.B. ein um 0.5 % absolut höherer Wirkungsgrad bei einer Dicke von 100  $\mu m$ . Hier muss eine Kostenevaluation zeigen, ob der erhöhte Prozessierungsaufwand durch den Wirkungsgradgewinn überkompensiert wird.

